

الدكتور المهندس  
مط اوع الأشهب

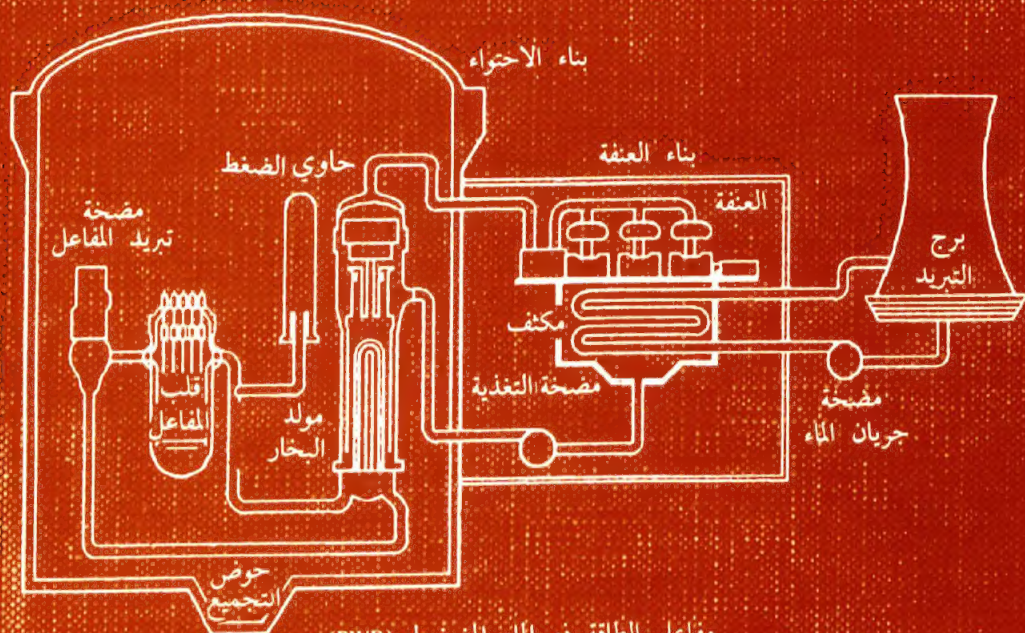
مهندس يوسف (الموسى)



المركز القومي  
للترتيب والترجمة والتأليف والنشر

# هندسة المفاعلات النووية

الجزء الأول



مفاعل الطاقة ذو الماء المضغوط (PWR)

الدكتور المهندس  
مط اوع الأشهب



المركز العربي  
للتحرير والترجمة والتأليف والنشر

كلمة صافية

هـسب ابرهـم

# هندسة المفاعلات النووية

الجزء الأول

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة

مكتبتي الخاصة

على موقع ارشيف الانترنت

الرابط

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)





الجمهورية العربية الليبية  
الشعبية الاشتراكية

مكتبة المركز العالمي لدراسات  
وأبحاث الكتاب الأخضر

رقم التسجيل : .....

رقم التصنيف : .....

محمد يوسف الموشى

هندسة المفاعلات النووية / الجزء الاول - الطبعة الاولى  
المركز العربي للتعريب والترجمة والتأليف والنشر  
دمشق ص.ب 3752 ج.ع.س  
ع 1.1.1991

حقوق الطبع والنشر محفوظة  
للمركز العربي للتعريب والترجمة والتأليف والنشر - دمشق  
الطبعة الأولى 1991م

## تقديم

بقلم: الاستاذ الدكتور المهندس

أحمد عمر يوسف

تتنامى بشكل مطرد حاجة المجتمع العربي للطاقة بكافة أنواعها . وثأتى الطاقة الكهربائية في المقدمة ، فهي العصب الحساس للصناعة والزراعة والحياة اليومية للإنسان على امتداد الوطن العربي بمختلف مستوياته الاجتماعية والمادية .

ومما يؤسف له حقا أن بلادنا العربية ما تزال حتى اليوم تعتمد على الوقود التقليدي المتمثل بالمشتقات النفطية (النفط الخام ، الفئول ، والغاز في بعض الاحيان) ، في الوقت الذي تؤكد فيه التطبيقات العلمية والدراسات الاقتصادية ان النفط ثروة ثمينة وناقذة ، ومن غير الإنصاف هدرها حرقا لإنتاج الطاقة الكهربائية .

ان معظم الدول المتقدمة وبعض الدول التي تتجه نحو النمو قد لجأت على الرغم من أن العديد منها منتجة للنفط الى توليد الطاقة الكهربائية من الطاقة النووية . ويكفي في هذا الصدد أن نثبت الحقائق التالية :

بلغ إنتاج فرنسا من التوليد الكهرونووي في عام 1990 ، 75% من إنتاجها الكلي للطاقة الكهربائية ، وبلجيكا أكثر من 60% وكل من هنغاريا وكوريا الجنوبية أكثر من 50% .

وبلغة الأرقام ، وهي اللغة المقبولة والمفهومة في مثل هذه الموضوعات فإن كلفة الكهرباء المولدة من الطاقة النووية تعادل 60% من كلفة الطاقة المولدة من مادة الفحم ، وحوالي 40% من كلفة الطاقة المولدة من المشتقات النفطية !

يضاف الى ذلك عامل هام جدا يرجع كفة اللجوء الى التوليد الكهرونووي ، ويتمثل في المحافظة على البيئة ، ذلك ان حرق النفط والحام يؤدي الى تلوث البيئة ، ليس على المستوى المحلي فحسب ، بل على المستوى الكوني .

وتتجلى أهمية هذا العامل بوجه خاص في الدول العربية التي تعاني من مشاكل بيئية خطيرة .

ان التوليد الكهرونووي في الاقطار العربية أصبح حتميا نظرا لعوامل حضارية واقتصادية وبيئية ، ليس من السهل تجاوزها أو إهمالها لأنها مرتبطة ارتباطا قويا بمستقبل الأمة وضرورة مواكبتها لعصر العلم . وهنا نشير الى أن المؤتمر العربي الاول للطاقة الكهرونووية الذي عقد في دمشق عام 1981 بين بما لا يدع مجالا للشك أو فرصة للتأكد انه لا بد من الاهتمام باعداد المهندسين العربي ليستوعب التقنية اللازمة لتشغيل وصيانة

المحطات الكهرونية . ونحن نؤكد بدورنا ان موضوع هندسة الطاقة الكهرونية يجب أن يدخل من أوسع الأبواب كليات الهندسة الكهربائية في جامعاتنا . كما يجب أن يحظى باهتمام أصحاب القرار السياسي والاقتصادي في بلادنا العربية ، ويلقى أكبر دعم مادي ممكن في أسرع وقت . المركز العربي للتعريب والترجمة والتأليف والنشر تبني ضمن مشروعاته ومشروعات لتأليف وترجمة كتب مرجعية في العلوم الهندسية وذلك بهدف اغناء المكتبة العربية بمؤلفات ومراجع علمية رفيعة المستوى وجعلها في متناول الاساتذة والمختصين في الجامعات العربية وبقية المؤسسات العربية الثقافية والعلمية والصناعية .

وفي هذا الاطار قمنا بتكليف الاستاذ الدكتور مطاوع الاشهب ؛ أحد الاساتذة المعروفين والشهود لهم في جامعة دمشق وعلى مستوى الوطن العربي بطول الباع في ميادين الرياضيات والتقنيات الكهربائية ، بالإضافة الى الفيزياء النووية وهندسة المفاعلات بتأليف كتاب في مجال الطاقة الكهرونية .

وقد استجاب مشكوراً ، وجاء بثلاثة كتب جمع فيها عصارة مؤهلاته العلمية الوفيرة وممارسته الميدانية في مفاعلات محطات الكهرونية في كل من سوريا والمانيا الغربية ، وكتبها بلغة عربية مينة .

الكتاب الأول خصصه لهندسة الفيزياء النووية ، في حين تحدث الثاني عن هندسة المفاعلات النووية ، وقسمه الى جزأين : الأول في فيزياء المفاعلات النووية ، والثاني في تشغيل المفاعلات النووية .

أما الكتاب الثالث فجعل عنوانه : الإشعاع النووي والحماية من الإشعاع ، والتلوث . وفي تقديرنا إن الكتب الثلاثة ستكون مرجعاً علمياً بالعربية للمهندسين الكهربائيين والميكانيكيين المتخصصين ، وكتباً منهجية للدرجة الجامعية الأولى ولللتخصص العالي بعد التخرج في مجال هندسة الطاقة النووية وسوف تملأ نفرة كبيرة في المكتبة العربية العلمية . هذا أول قطاف مكرّمنا اليافع ، ونأمل أن يكون الله قد وفقنا في اختيار الموضوع ، وفي مستوى المادة العلمية للكتب الثلاثة . ولا يسعنا هنا إلا أن نرجي الشكر الى المؤلف على استجابته وجهده الكبير في هذا العمل العلمي القيم .

كما نجد لزاماً أن ننوه بالدعم الذي تقدمه المنظمة العربية للثقافة والعلوم للمركز ، والاهتمام الواضح الذي يبديه المدير العام الاستاذ الدكتور مسارع الراوي بنشاطات المركز ومشاريعه .

وأخيراً نقول : ان ما يقدمه المركز العربي للتعريب والترجمة والتأليف والنشر يعد لبنة جديدة في بناء صرح ثقافة عربية حديثة ، واعداد علمي افضل لابنائنا وزملائنا المهندسين العرب .

الأستاذ الدكتور المهندس أحمد عمر يوسف

مدير المركز العربي  
للتعريب والترجمة والتأليف والنشر

محمد يوسف الدويهي

## المقدمة

أصبحت المفاعلات النووية في أواخر القرن العشرين مصادر طاقة هامة جداً لتوليد التيار الكهربائي والانتفاع به في مجال الصناعة والزراعة وفي تحلية المياه المالحة بالإضافة الى استعمال نتائج الانشطار النووي كالتأثير المشعة في المجالات الطبية والزراعية .

لقد أحرزت الدول الصناعية الكبرى تقدماً كبيراً في بناء هذه المفاعلات فوضعت برامج لتصميمها بواسطة الحاسوب الإلكتروني مما ساعد في دقة التصميم وسرعته .

كان الانشطار النووي الذي يعتبر الأساس في تصنيع المفاعلات النووية حصيلة الكثير من الجهود والأبحاث العلمية ، وان علماء الذرة وفي مقدمتهم العالم جوليو كوري ينتظرون أن يستخدم نتائج أبحاثهم في مجال الفيزياء الذرية لخير البشرية ، إلا أن آمالهم تلاشت تجاه إساءة استخدام العلوم الذرية لأغراض تدميرية كصنع القنابل الذرية والهيدروجينية وغيرها من أسلحة الدمار .

وعلى الرغم من الاحتجاجات الواسعة في العالم على استخدام المفاعلات الانشطارية فان الدول الصناعية لا تزال تعتمد على هذه المفاعلات لتوليد الطاقة الكهربائية .

وبانتظار إمكانية الاعتماد على طاقات بديلة أخرى كالمفاعلات الاندماجية أو الطاقات الشمسية والهوائية ، فإن المفاعلات الانشطارية ستظل المصدر الأهم للطاقة .

ان أمن المفاعلات الانشطارية والسيطرة عليها لم يتم حتى الآن بشكل مثالي نظراً للتعقيدات المحتملة والدور الذي يلعبه العامل البشري في هذا المجال ، إلا ان جهوداً كبيرة تبذل للوصول الى موثوقية كافية للمفاعلات وذلك من خلال تكنولوجيا متقدمة ومتعددة .

لا يستطيع العالم العربي والحالة هذه أن يتخلف في مضمار العلوم الذرية والنووية ، وبقاؤه مرهون بمواكبة هذه العلوم ، لذا رأيت من الضروري تأليف كتاب بجزأين عن المفاعلات النووية الانشطارية ، الجزء الأول بعنوان «فيزياء المفاعلات» والجزء الثاني بعنوان «تشغيل المفاعلات» ، يطلع المهندس العربي من خلالها على فيزياء المفاعلات وتشغيلها وعلى طرائق قياس المقادير النووية كالتفاعلية والتدفق النيوتروني ، بالإضافة الى كيفية التحكم بتصرف هذه المفاعلات كي تظل حرجة أي مستقرة .

أمل أن أكون قد قدمت للمهندس العربي ولطلاب هندسة المفاعلات النووية في الجامعات العربية معلومات كافية ومفيدة تعينهم على فهم فيزياء المفاعلات وتشغيلها وعلى استخدامها في المحطات النووية وذلك من خلال كتاب وضع بلغة عربية سليمة وبأسلوب يسهل على القارئ الفهم والاستيعاب .

المؤلف

محمد يوسف الكويش

## الفصل الأول

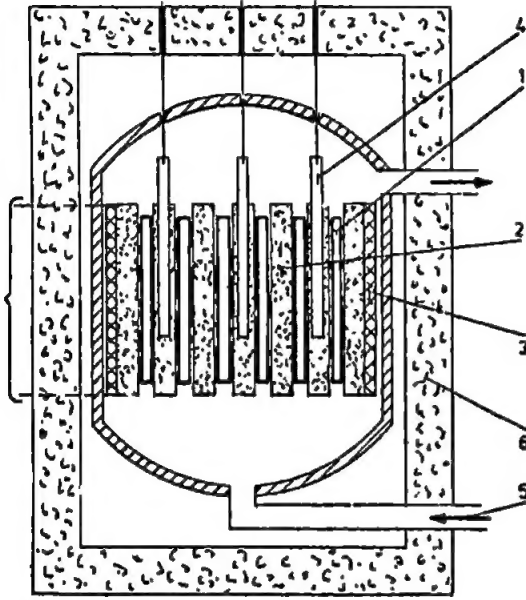
### 1 - مكونات المفاعل النووي :

يقوم المفاعل النووي بتحويل طاقة الرباط النووي من خلال الانشطار النووي الى حرارة . يحصل ذلك بسبب تفاعل متسلسل نيوتروني . ولديمومة هذا التفاعل المتسلسل في مفاعل حراري مثلاً فان المكونات التالية : مادة الوقود والمهديء والعاكس هي ضرورية .

تحدث الانشطارات النووية في مادة الوقود . وتولّد النيوترونات المحررة بدورها انشطارات نووية أخرى . لزيادة احتمالية الانشطار تكبح النيوترونات السريعة الناتجة بمساعدة مهديء الذي يساعد على انخفاض سرعتها عند طاقة حرارية محددة . تسمى المفاعلات ذات المهديء مفاعلات حرارية يحدث فيها الجزء الهام من الانشطارات بسبب النيوترونات الحرارية . مع ذلك فان احتمالية انشطار عال يكون ممكناً أيضاً دون مهديء . يجب في هذه الحالة ان تكون لمادة الوقود كثافة انشطار عالية . تسمى المفاعلات التي ليس لها مهديء المفاعلات السريعة . يحدث الجزء الرئيس من الانشطارات فيها بسبب النيوترونات السريعة . ولكي لا ينفلت من قلب المفاعل والمهديء إلا القليل من النيوترونات يحاط قلب المفاعل بعاكس الذي يعيد النيوترونات الهاربة مجدداً الى قلب المفاعل . هناك



عناصر تحكم ضرورية للتحكم بالتفاعل المتسلسل . وبمساعدة مواد ماصة للنيوترونات يمكن التحكم بالتفاعل المتسلسل من خارج المفاعل . ان لوسيط التبريد وللتحجيب أهمية قليلة بالنسبة للتفاعل المتسلسل . تنقل الطاقة المحررة لدى الانشطار من قبل وسيط التبريد الى خارج المفاعل . أما التحجيب فيضعف الاشعاع النووي الصادر عن قلب المفاعل بحيث لا يكون ضاراً بالنسبة لجوار المفاعل . يشاهد توضيح المكونات التي ذكرت آنفاً في الشكل (1-1) .



شكل (1-1)

1 - مادة الوقود 2 - المهديء 3 - العاكس 4 - قضبان التحكم 5 - وسيط التبريد 6 - التدريع

1-1 المكونات اللازمة لديمومة التفاعل المتسلسل :

لديمومة التفاعل المتسلسل في مفاعل حراري فان مواد الوقود والمهديء والعاكس هي ضرورية جداً .

### مادة الوقود :

ان وظيفة مادة الوقود هي انتاج الطاقة وتقديم نيوترونات جديدة بفعل الانشطار النووي . لذا فان هذه المادة يجب ان تحتوي على نويات قابلة الانشطار . يستعمل في المفاعلات الحرارية حالياً كمادة وقود أوكسيد اليورانيوم  $UO_2$  . تتواجد مادة الانشطار هذه في الطبيعة وهي اليورانيوم - 235 . يتوالد من اليورانيوم - 235 ، اليورانيوم - 238 والبلوتونيوم - 239 . يساهم البلوتونيوم - 239 في توليد الطاقة وبذلك فانه يعتبر مادة انشطار ممتازة في المفاعلات السريعة .

ان مادة الوقود لمفاعلات المستقبل السريعة ستكون مزيجاً من أوكسيد اليورانيوم وأوكسيد البلوتونيوم -  $PuO_2$  أو كريد اليورانيوم - UC وكريد البلوتونيوم - PuC . ان مادة الانشطار لهذه المفاعلات هي U-235 و Pu-239 .

### المهدىء (كباح النترونات) :

ان النترونات الناتجة عن مادة الوقود من خلال الانشطار تظهر طاقة حركية عالية تبلغ قيمتها الوسطية 2 Mev . وبما ان مقطع الانشطار لهذه النترونات السريعة صغير جداً ، لذا يمتلك المفاعل الحراري مهدئاً وظيفته اكتباح النترونات السريعة حتى طاقة حرارية قدرها 0,025 eV .

يحدث الاكتباح من خلال تصادمات النترونات مع نوى المهدىء . تستعمل في مفاعلات المحطات النووية مواد مهدئة مثل الماء الخفيف  $H_2O$  وفي حالات نادرة الماء الثقيل  $D_2O$  . وفي مفاعلات محطات نووية أخرى يكون المهدىء هو الغرافيت C .

### العاكس :

ان النترونات المتواجدة في حافة قلب المفاعل يمكن ان تنفذ الى الخارج ولكي لا ينفذ الكثير من هذه النترونات يحاط قلب المفاعل بعاكس . ان وظيفة العاكس هي اذن إعادة النترونات التي تظهر في حافة المفاعل الى الداخل .

هكذا يصبح بالإمكان التوفير في مادة الوقود . تكمن جودة العاكس في نسبة النيوترونات المعادة الى عدد النيوترونات الكائنة في قلب المفاعل . ويتميز العاكس بالجودة عندما يمتلك صفات الانتثار والتبعثر الجيدة من أجل النيوترونات السريعة أي صفة منع انفلات النيوترونات من قلب المفاعل . تستعمل ذات المواد للعاكس وللمهدىء .

ان لمادة الوقود والمهدىء في الابقاء على الانشطار النووي أهمية كبيرة سنتكلم عنها فيما بعد .

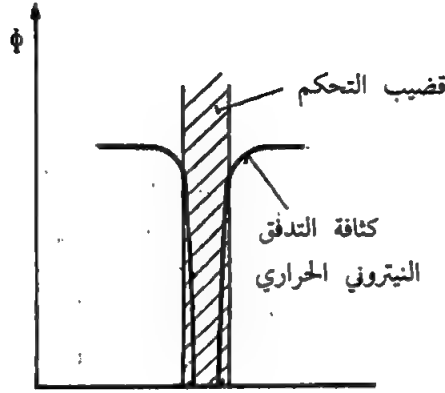
## 1- 2 المكونات اللازمة للتحكم بالتفاعل المتسلسل :

للتأثير من الخارج على سير التفاعل المتسلسل يحتاج المفاعل الى عناصر تحكم . يجري التأثير على التفاعل المتسلسل من خلال تغيير المحتوى النيوتروني أو تغيير تدفق وسيط التبريد .

فإذا أنقص مثلاً تدفق وسيط التبريد ، تزايد درجات الحرارة وتناقص بذلك كثافة مادة الوقود والمهدىء فيصبح المحتوى النيوتروني رديئاً ويضعف معه التفاعل المتسلسل . يؤثر أيضاً على التفاعل المتسلسل بتغيير الامتصاص النيوتروني . ولتغيير هذا الامتصاص تستعمل مواد ماصة للنيوترونات مثل البور والكادميوم . تدخل مواد الامتصاص هذه الى المفاعل على شكل قضبان ولدى المفاعلات المهدأة بالماء يمكن ادخال البور الماص على شكل حمض البور موزعاً توزيعاً ناعماً بشكل منتظم . اذا توضع المواد الماصة في المهدىء على شكل قضبان فان توزيع كثافة التدفق النيوتروني يأخذ الشكل المبين في (1 - 1) وبسبب مقطع الامتصاص العالي تقتنص النيوترونات عملياً على سطوح قضبان التحكم التي تكون على شكل قضبان رقيقة أو على شكل صفائح متصالبة وبالطبع فان شكل القضيب يتأثر بكيفية توزيع مادة الوقود .

تشكل عناصر التحكم جزءاً من نظام التحكم ويمكن استخدامها بمثابة عناصر أمان أو عناصر قيادة أو عناصر تحكم . لا تتدخل عناصر الأمان لدى الشغل العادي . للمفاعل في التفاعل المتسلسل ، وإنما تستخدم لدى الشغل غير

الطبيعي لتوقيف التفاعل المتسلسل . ولأبطال التفاعل المتسلسل يتم ادخال قضبان التحكم بسرعة في قلب المفاعل أو يُسمَّم المهديء بحمض البور .



شكل (1-آ)

تستخدم عناصر القيادة لقيادة التفاعل المتسلسل وللتوازن في تغيرات الامتصاص النيوتروني التي نجمت عن ظهور مواد انشطار سامة كالكسئون والسايريوم بسبب تغير حرارة مواد المفاعل والاستهلاك وعملية التوالد .

تم أيضاً قيادة التفاعل المتسلسل بتغيير موضع قضبان التحكم أو بتغيير تدفق وسيط التبريد أو لدى تغيير تركيز حمض البور في المهديء . ولقيادة توزيع التدفق النيوتروني موضعياً يستخدم ما يسمى بقضبان التعويض المكونة جزئياً من مادة ماصة للنيوترونات والتي تساعد في انقاص الاهتراء الموضعي لمادة الوقود والانتاج الموضعي المفرط للكسئون . وبما اننا نرغب في تشغيل المفاعل مدة طويلة دون تبديل عناصر الوقود ، نضع في المفاعل كمية كبيرة من مواد الوقود . وفي مفاعل جديد لا تكفي قضبان التحكم مفردة للتحكم بالتفاعل المتسلسل . لذا فان مهديء مفاعلات الماء المضغوط يُسمَّم بشدة بحمض البور .

وبما ان تركيز حمض البور لا يجب ان يتجاوز حداً معيناً لأسباب أمنية فانه يجري تثبيت قضبان من البور اضافية في عناصر الوقود الجديدة لمفاعلات الماء المضغوط .

تحتوي مادة وقود مفاعلات الماء المغلي على الغودوليوم الماص للنيوترونات .  
يتناقص مفعول الامتصاص لقضبان البور والغودوليوم ببطء خلال تشغيل  
المفاعل .

ان وظيفة عناصر التحكم تتمثل بتصحيح متواصل للامتصاص النيوتروني  
بحيث يظل التفاعل المتسلسل ثابتاً .  
يحصل هذا التحكم من خلال تغيير وضعية قضبان التحكم أو من خلال  
تغيير في تدفق وسيط التبريد وذلك بمساعدة نظام تحكم ذاتي .

### 1 - 3 التبريد والتجيب :

ان للتبريد والتجيب أهمية ضئيلة فيما يتعلق بالتفاعل المتسلسل .  
وسيط التبريد : يجب ان تستجر الحرارة المولدة في المفاعل باستمرار بمساعدة  
وسيط التبريد الذي ينساب حول مادة الوقود والذي يتم دفعه الى مبدل الحرارة أو  
مباشرة الى العنفة .

تستعمل المواد التالية كوسائط تبريد :

- ثاني أوكسيد الفحم الغازي والهيليوم .
- الماء الخفيف أو الماء الثقيل .
- المعادن السائلة (الصوديوم) .

يجب ان يكون لوسائط التبريد سعة حرارية عالية وامكانية اشعاع عالية  
وامتصاص نيوتروني منخفض وصفات تآكل ضعيفة . وفي معظم المفاعلات يكون  
الماء في الوقت نفسه وسيط تبريد ومهدىء .

التجيب : يولد مفاعل الاستطاعة من خلال الانشطار نيوترونات واشعاع  
غامما . ينبعث أيضاً اشعاع غاما لدى المفاعل المتوقف عن العمل ، وذلك من خلال  
نتائج الانشطار ومن مواد البناء المنشطة . ان هذه الاشعاعات النووية هي ضارة  
بالانسان وبالمواد ولذلك يجب حماية مجال المفاعل منها بواسطة عملية التجيب .  
تضعف المواد الثقيلة كالرصااص والباربييتون بشكل فعال أشعة غاما .

تمتلك النيوترونات السريعة لدى معظم المواد مقطع امتصاص صغير بينما  
تؤثر النيوترونات الحرارية في المواد ذات مقطع الامتصاص العالي . هنا يجب التنبه



بان المكونات الاشعاعية التي نجمت عن التفاعل النووي بشكل ثانوي مثل اصدار  $(n, \alpha)$  ، هي سهلة التحجيب .  
بالإضافة الى ذلك لا يسمح للتحجيب بان ينشُط من قبل الرجم النيروني .

#### 1 - 4 مواد الوقود والمهديء :

ان لمواد الوقود والمهديات أهمية كبرى في ديمومة التفاعل النووي . تظهر في مادة الوقود بفعل الانشطار نيوترونات جديدة ولكي تُحدث هذه الأخيرة انشطارات أخرى يجب ان تكتبح في المهديء عند طاقة حرارية . في حالة عمل المفاعل يحدث في مواد الوقود والمهديء توزع نيروني معين ذو أهمية كبرى في شغل المفاعلات وتصميمها .

#### 1 - 5 مادة الوقود :

ان وظيفة مادة الوقود هي كما هو معلوم تقديم طاقة ونيوترونات جديدة بفعل الانشطار النووي . فيما يتعلق بتحرير الطاقة فان جميع مواد الوقود المستعملة لها ذات الكفاءة وهي تقديم 200 ev للانشطار الواحد . ولكن فيما يتعلق باحتمال الانشطار وتحرير النيوترونات هناك مفارقة . في الواقع تكون مادة الوقود جيدة اذا اكتسبت الخواص التالية :

يجب ان تكون نسبة مقطع الانشطار  $\Sigma_f$  الى مقطع الامتصاص  $\Sigma_a$  كبيرة ما أمكن هذا يعني ظهور نيوترونات جديدة كثيرة لدى الانشطار الواحد .

#### 1 - 6 المردود النيروني :

ان المردود النيروني يعبر عن جودة مادة الوقود ومحسب من العلاقة :

$$\eta = \nu \cdot \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a}$$

حيث :

$\eta$  : هو المردود .

$\nu$  : الناتج الانشطاري .

محمّد يوسف اللومني

$\Sigma_f$  : المقطع الانشطاري لمادة الانشطار .

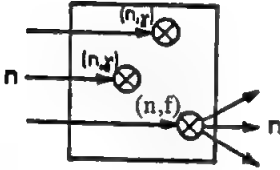
$\Sigma_a$  : مقطع الامتصاص لمادة الوقود .

في حالة احتواء مادة الوقود على U-235 و Pu-239 نحصل على  $\eta$  بالعلاقة :

$$\eta = \frac{\nu_{U-235} \cdot \Sigma_{f,U-235} + \nu_{Pu-239} \cdot \Sigma_{f,Pu-239}}{\Sigma}$$

لتفسير المعنى الفيزيائي للمردود النيتروني نقارن بين الشكلين (1 - 2)

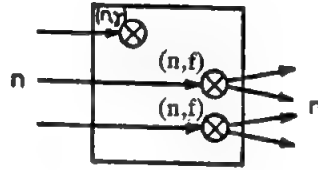
و (1 - 3) .



$$\nu = 3, \Sigma_f / \Sigma_a = 1/3;$$

$$\eta = 3 \cdot 1/3 = 1$$

الشكل (1 - 3) مادة وقود رديئة



$$\nu = 2, \Sigma_f / \Sigma_a = 2/3;$$

$$\eta = 2 \cdot 2/3 = 4/3$$

الشكل (1 - 2) مادة وقود جيدة

نعلم من الفيزياء النووية ان النويات تشطر بنيترونات حرارية بينما تشطر النويات U-238 و Pu-239 بالنيترونات السريعة فحسب . ان صلاحية هذه النويات كمواا انشطار تعطى أيضاً من قبل المردود النيتروني الذي يحسب من قبل العلاقة التالية :

$$\eta = \nu \cdot \frac{\sigma_f}{\sigma_a}$$

حيث :

$\sigma_f$  : هو مقطع الانشطار لمادة الانشطار .

$\sigma_a$  : هو مقطع الامتصاص لمادة الانشطار .

يشاهد المردود النيتروني لمواا الانشطار المذكورة سابقاً في الجدول الآتي :

### معطيات لانشطارات حرارية

نوكليد	$\sigma_s$ [barn]	$\sigma_\gamma$ [barn]	$\sigma_f$ [barn]	$\nu$	$\eta$
U-235	15	98,38	583,54	2,5	2,1
U-233	12	47,7	531,1	2,5	2,3
Pu-239	8	268,8	742,5	2,9	2,1

### معطيات لانشطارات سريعة

نوكليد	$\sigma_s$ [barn]	$\sigma_\gamma$ [barn]	$\sigma_f$ [barn]	$\nu$	$\eta$
U-135	15	0,5	2,0	2,5	2,0
U-233	12	0,3	2,6	2,6	2,3
Pu-239	8	0,4	1,8	3,1	2,5
U-238	13	0,1	0,3	2,7	2,0
Th-232	16	0,1	0,1	2,0	1,0

يلاحظ من الجداول السابقة مايلي :

ان أفضل مادة انشطار للمفاعلات الحرارية هو اليورانيوم U-233 وللمفاعلات السريعة هو البلوتونيوم Pu-239 . أما U-238 و Th-332 ، فلا يعتمدان كمادة انشطار لأن انشطارهما يتطلب طاقة نيوترونية تساوي على الأقل 1 Mev . والاحتمال في ان نيوترونات من طاقات عالية كهذه تحدث انشطارات هو ضعيف حتى في المفاعلات السريعة .

### 1 - 7 مواد وقود المفاعلات الحالية :

يوجد في الطبيعة عنصر واحد طبيعي فحسب يستعمل كوقود في المفاعلات وهو اليورانيوم . يحتوي اليورانيوم الطبيعي على مادة الانشطار U-235 بنسبة قليلة 0.72% . لذا فان اليورانيوم الطبيعي له مردود نيوتروني منخفض يساوي 1.4 ويستعمل كمادة وقود في المفاعلات المهدأة بالماء الثقيل أو بالغرافيت فحسب .

يستعمل في المفاعلات الحالية المهدأة بالماء الخفيف كمادة وقود أوكسيد اليورانيوم  $UO_2$  المخصَّب بنسبة 3% من اليورانيوم U-235 . يبلغ مردود هذا الوقود تقريباً 1,9 .

يوضع أوكسيد اليورانيوم هذا في هذه المفاعلات على شكل أقراص تملأ أنابيب غير قابلة النفاذ بالنسبة للغازات ومصنوعة من خليط الزركالوي (Zirkaloy) .

ان قضبان الوقود هذه تجمع بحيث تشكل حُزماً وتوضع كوقود لمفاعلات الماء المضغوط . تحتوي المفاعلات الحديثة التي تبلغ استطاعتها 3000 MW على مئتين من هذه الحزم التي تحتوي بدورها على حوالي 40000 قضيباً . يشاهد في الشكل (1 - 4) عنصر وقود (أي حزمة) يستعمل في مفاعلات الماء المضغوط .



الشكل (1 - 4)

ان مواد الوقود التي تحتوي على البلوتونيوم 239 واليورانيوم 233 ، ستستعمل في المفاعلات السريعة المستقبلية والمفاعلات ذات الحرارة العالية .

## 1 - 8 المهديء :

يقوم المهديء باكتباح النيوترونات السريعة عند طاقة حرارية تساوي تقريباً  $0,025 \text{ eV}$  . يجري الاكتباح من خلال تصادم النيوترونات مع نوى المهديء . ولكي لا تؤسر النيوترونات خلال الاكتباح في قسم رنين اليورانيوم 238 يجب ان يكون مسار الاكتباح قصيراً قدر الأمكان . لذا يحتوي المهديء الجيد على نوى ذرات خفيفة . عندئذ يصبح الضياع الطاقي للنيوترون من أجل التصادم الواحد كبيراً وعند ذلك يتم اكتباح النيوترون بعد بضع تصادمات عند طاقة حرارية . يرمز بـ  $\xi$  الى الضياع الطاقي النسبي للنيوترون في التصادم الواحد . يكون بالاضافة الى ذلك مسار الاكتباح قصيراً عندما تحدث تصادمات كثيرة في عنصر حجم من المهديء .

يتطلب ذلك مقطع تبعثر مجهري عال وكثافة مهديء كبيرة . إذن مقطع تبعثر عياني  $\Sigma_s$  عال . تمتص الآن النيوترونات الحرارية الكائنة في المهديء من قبل مواد الوقود . تتسم جودة المهديء بأن يكون له مقطع امتصاص  $\Sigma_a$  صغير .

## حساب جودة المهديء :

نحسب جودة المهديء التي يرمز إليها بـ  $G$  من العلاقة التالية :

$$G = \xi \cdot \frac{\Sigma_s}{\Sigma_a}$$

لاكتباح النيوترون من  $2 \text{ MeV}$  حتى  $0,025 \text{ eV}$  ، يجب حدوث عدد  $S$  من التصادمات في المهديء . يعتمد عدد التصادمات  $S$  بالطبع على الضياع الطاقي  $\xi$  للتصادم الواحد . لدينا :

$$\xi = \frac{18,2}{S}$$

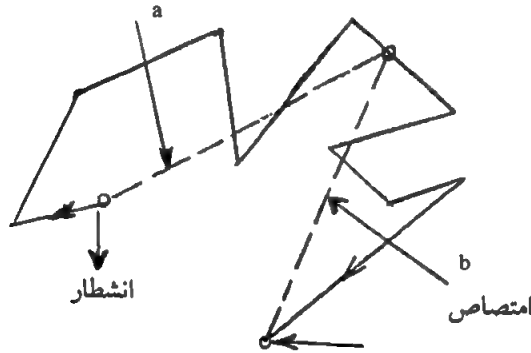
ان القيم التي تحدد جودة المهديء موجودة في الجدول التالي وذلك للمهدئات  $\text{Be}$  و  $\text{C}$  ,  $\text{D}_2\text{O}$  ,  $\text{H}_2\text{O}$  .



المهدىء	$\xi[-]$	$S[-]$	$\Sigma_s[cm^{-1}]$	$\Sigma_a[cm^{-1}]$	$G[-]$	$a[cm]$	$b[cm]$
H <sub>2</sub> O	0,39	20	1,5	0,022	64	13	5,5
D <sub>2</sub> O	0,51	36	0,35	0,000033	5500	25	340
C	0,16	114	0,37	0,00026	230	43	104
Be	0,21	87	0,75	0,0011	150	22	44

في هذا الجدول ، الى جانب القيم  $\xi$ ,  $S$ ,  $\Sigma_s$ ,  $\Sigma_a$  و  $G$  ، نجد أيضاً المسارات التي يقطعها النيوترون الى أن يكتبح ويمتص . ان مسار الاكتباح  $a$  يجب كما هو معلوم ان يكون قصيراً .

يتصادم النيوترون الحراري باستمرار بسبب الحركة الحرارية بنوى المهدىء ويظل يتحرك فيه الى ان يمتص . ان المسار الوسطي الناتج عن هذه الحركة هو كبير لدى مهدىء جيد . يستعمل غالباً الماء الخفيف كمهدىء وفي أكثر الحالات يستعمل كمهدىء ووسيط تبريد في آن واحد . ولما كان للماء الخفيف مقطع امتصاص عال فان مادة الوقود تكون مخصبة في المفاعلات المهدأة بالماء الخفيف .



يعتبر الماء الثقيل D<sub>2</sub>O مهدئاً ممتازاً لأنه يمتلك قدرة امتصاص نيوترونية أصغر مما للماء الخفيف . يمكن في المفاعلات المهدأة بالماء الثقيل استعمال اليورانيوم

الطبيعي كمادة وقود . يجب ان يكون الماء الثقيل نقياً جداً ولهذا السبب فانه غالي الثمن .

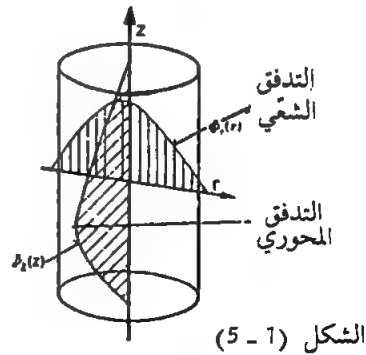
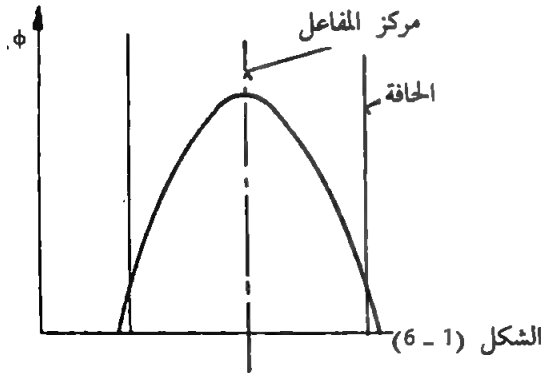
ان الغرافيت C هو مهديء أقل جودة من الماء الثقيل ، يمكن الحصول عليه نقياً بأسعار متدنية ويستعمل غالباً في المفاعلات المبردة بالغاز بالإضافة الى انه يتحمل حرارة تسخين عالية اذ تبلغ حرارة تبخره  $3650^{\circ}\text{C}$  . ينتج عن ذلك تحمل حرارة تبريد غازي عالية جداً . يمكن في مفاعلات الغرافيت المبردة بالغاز استعمال اليورانيوم الطبيعي كمادة وقود .

كذلك الباريليوم Be هو مادة مهدئة ملائمة وهو بالإضافة الى ذلك معدن خفيف تبلغ كثافته الكتلية  $1,859 \text{ cm}^{-3}$  ، يتمتع بنقطة ذوبان عند  $1284^{\circ}\text{C}$  . يصمد الباريليوم ضد الاشعاع فهو غالي الثمن . وبما انه مادة سامة يندر استعماله .

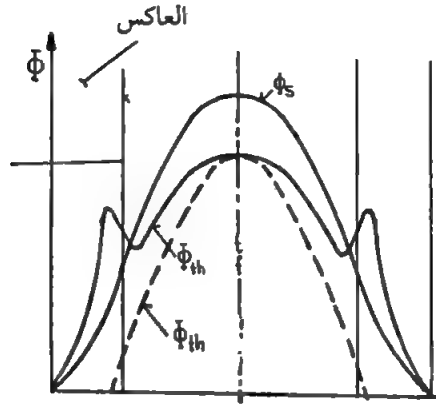
## 1- 9 التوزع النيوتروني في قلب المفاعل :

يتشكل في قلب مفاعل نووي في حالة العمل توزعٌ نيوتروني نتكلم عنه باختصار .

تظهر بفعل الانشطار النووي نيوترونات حرة . تتحرك هذه النيوترونات بسرعة كبيرة وتختفي بطريقتين : اما ان تُمتص من قبل مواد المفاعل واما ان تنفلت من المفاعل وبالطبع فان النيوترونات الموجودة على حافة المفاعل تنفلت بسهولة أكبر من التي موجودة في مركز المفاعل . ينتج عن ذلك توزع كثافة نيوترونية شعبيّة ومحورية يشاهد في الشكلين (1- 5) و (1- 6) .



10-1 التوزيع النيوتروني في مفاعل ذي عاكس :  
 ان العاكس يبعثر أو يُعيد النيوترونات من جديد الى داخل المفاعل . ونتيجة لذلك يصبح التدفق النيوتروني أكثر تسطحاً . وبما انه تظهر في العاكس نيوترونات حرارية بفعل اكتباح النيوترونات السريعة ( $\phi_s$ ) ، وان الامتصاص هو أقل في العاكس مما في قلب المفاعل ، يُظهر التدفق النيوتروني في العاكس قمةً لخلو هذا الأخير من منبع نيوتروني . انظر الشكل (7-1) .



الشكل (7-1)

يمثل المنحني المنقط كثافة التدفق الحراري  $\phi_{th}$  دون عاكس اما المنحني المستمر فيمثل كثافة التدفق النيوتروني مع عاكس ، بينما يمثل المنحني  $\phi_s$  كثافة التدفق العائدة الى النيوترونات السريعة .

11-1 التوزيع النيوتروني في مفاعلات المحطات النووية :  
 في مفاعلات المحطات النووية ، يجب قدر الامكان تحرير كمية كبيرة من الحرارة .

ان استطاعة المفاعل يجب ان تكون عالية غير انها محدودة عند الكثافة الاستطاعية الأعظمية المسموح بها :  
 تعطى استطاعة المفاعل من العلاقة :

$$P_w = E_{RW} \cdot \Sigma_f \cdot V \cdot \phi_{th}$$

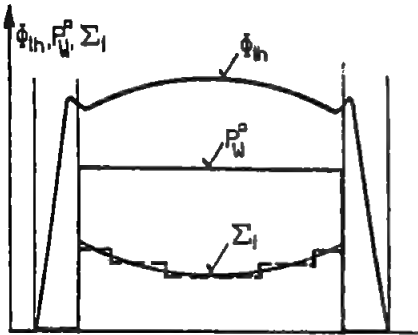
حيث  $E_{RW}$  هي الطاقة المحولة الى حرارة و  $V$  هو حجم المفاعل  
بينما تعطى الكثافة الاستطاعية من العلاقة :

$$\frac{P_W}{V} = P_W^0 = E_{RW} \Sigma_f \cdot \phi_{th}$$

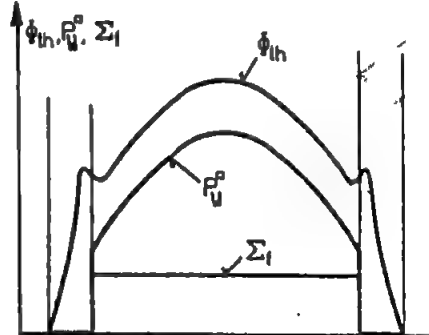
إذا كان مقطع الانشطار العياني ثابتاً ، فان منحنى الكثافة الاستطاعية له  
ذات تصرف كثافة التدفق النيوتروني الحرارية . تبلغ الكثافة الاستطاعية قيمتها  
الأعظمية في الوسط . انظر الشكل ( 1 - 8 ) .

يمكن بلوغ استطاعة أعلى لدى تسطح أكبر في منحنى الكثافة الاستطاعية .  
وللحصول على تسطح في توزع الكثافة الاستطاعية ، يجب ان يتزايد مقطع  
الانشطار كلما اقتربنا من حافة المفاعل . ذلك يؤثر على التسطح المطلوب .

ان التصرف الشعبي لمقطع الانشطار يمكن اختباره من خلال توزيع ملائم  
لعناصر وقود مختلفة التنشيط ومختلفة الاحتراق بحيث فيما يتعلق بكثافة التدفق  
النيوتروني نحصل على التوزع الاستطاعي المطلوب . انظر الشكلين ( 1 - 8 )  
و ( 1 - 9 ) .

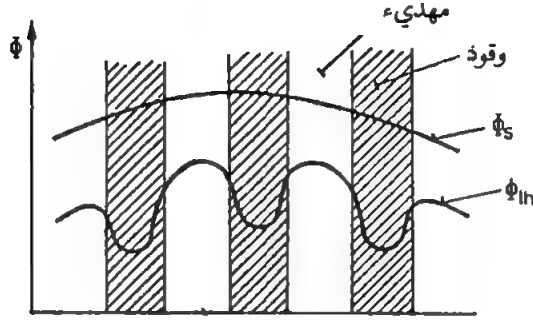


الشكل ( 1 - 9 )



الشكل ( 1 - 8 )

12-1 التوزيع النيتروني في مادة الوقود وفي المهديء :  
 بما ان مادة الوقود توضع في المهديء على شكل قضبان فانه يجب مناقشة  
 التوزيع النيتروني الموضعي بدقة أكبر .



الشكل (10 - 1)

تُكبح النيوترونات السريعة الناتجة عن الانشطار في المهديء لتصبح نيوترونات  
 حرارية . ولذا يمكن اعتبار المهديء كمنبع قوي للنيوترونات الحرارية وبما ان  
 المهديء لا يمتص الا القليل من النيوترونات ، تتشكل فيه كثافة تدفق نيتروني  
 حرارية عالية . ان النيوترونات الحرارية تصل من المهديء الى مادة الوقود فتُمتَص  
 هناك لتحث انشطارات جديدة . وبما ان الامتصاص في مادة الوقود كبير ، فان  
 كثافة التدفق النيتروني تتناقص بشدة عند مركز مادة الوقود ولذلك تستعمل في  
 المفاعلات الحديثة قضبان وقود رقيقة .



## الفصل الثاني

### 2 - تصنيف المفاعلات :

يتبين من الفقرات السابقة انه بالامكان تصور ترتيبات مختلفة لمواد الوقود والمهدثات ووسائط التبريد . تعالج في هذه الفقرة مختلف بنى المفاعلات ووظائفها .

### 2 - 1 التصنيف بالنسبة لنوع التفاعل المتسلسل :

لدى اعتبار التفاعل المتسلسل تظهر امكانياتان للانشطار : يمكن ان يحدث الانشطار اما بسبب النيوترونات الحرارية أو بسبب النيوترونات السريعة . ان المفاعلات التي يتم فيها الجزء الرئيس من الانشطارات من قبل النيوترونات الحرارية تسمى بالمفاعلات الحرارية وأما المفاعلات التي يتم فيها الجزء الرئيس من الانشطارات من قبل النيوترونات السريعة فتسمى بالمفاعلات السريعة .

### 2 - 2 المفاعل الحراري :

ان المفاعلات الحرارية هي مصممة بحيث تتم الانشطارات فيها من قبل النيوترونات الحرارية . تبلغ الطاقة النيوترونية السائدة في المفاعلات الحرارية

0,025 ev . ولكي يكون بالامكان اكتباح النيترونات السريعة الى نيترونات حرارية يحتاج المفاعل الى مهديء .

ولديمومة التفاعل المتسلسل يجب ان يؤخذ مقطع الانشطار العياني قيمة محددة . وبما ان مقطع الانشطار العياني للنيترونات الحرارية كبير فانه من الممكن من أجل مادة انشطار قليلة ، الحصول على مقطع انشطار عياني عال . يستعمل لهذا السبب ، في مفاعل حراري اليورانيوم الطبيعي ، أو اليورانيوم المخضب قليلاً كوقود . لأجل ذلك يظل اختيار مادة المهديء ومواد بناء المفاعل المتبقية محدوداً بسبب مقطع الامتصاص المرتفع . يكثر بناء المفاعل الحراري المبرد والمهدأ بالماء لسهولة تصميمه وتكاليف بنائه المنخفضة .

## 2- 3 المفاعل السريع :

تصمم المفاعلات السريعة لتقديم انشطارات بسبب النيترونات السريعة . تبلغ الطاقة الأكثر تصادفاً في هذه المفاعلات 80 Kev . لا يحتاج المفاعل السريع مهدئاً ولذا فان حجمه صغير ، ويسبب امكانية الامتصاص الضعيفة للنيترونات السريعة تتوفر لدينا حرية كبيرة في اختيار مواد بناء هذه المفاعلات . يسمح هذا التوفير في الفقد النيتروني بانتاج كبير من مواد انشطار جديدة (مفاعل التوالد) وبما ان مقطع الانشطار المجهري للنيترونات السريعة صغير فان كثافة مادة انشطار عالية (مثلاً يورانيوم مخضب بشدة) ضرورية .

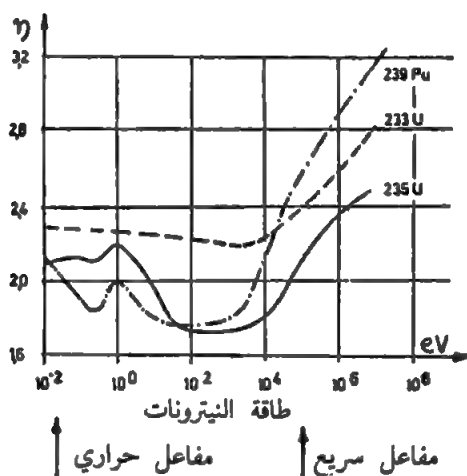
ويسبب صغر حجمها فان المفاعلات السريعة تمتلك كثافة استطاعة عالية . ولاستمرار هذه الحرارة تحتاج هذه المفاعلات الى مبرد ذي كفاءة استطاعية عالية . ليس بالامكان استعمال الماء أو مواد أخرى مهدئة . ولكن يمكن استعمال معادن سائلة كوسائط تبريد كالصوديوم Na أو الغازات المضغوطة مثل (He, CO<sub>2</sub>) . وبالرغم من امكانية الامتصاص الصغيرة للنيترونات السريعة فان التحكم بهذه المفاعلات ممكن بوساطة مواد ماصة ملائمة . من هذه المواد نذكر البور-10 والليثيوم-6 .

يجب الانتباه هنا بان المفاعل السريع بالنسبة لتغير الاستطاعة الزمني وفي الحالة تحت الحرجة الفورية ، ليس أسرع من المفاعل الحراري لأن التفاعل

المتسلسل النيوتروني سيجري التحكم به من قبل النيوترونات المتأخرة . ان كلمة سريع هي منسوبة الى طاقة النيوترونات وليس للزمن التي تجري خلاله التغيرات الاستطاعية .

## 2- 4 علاقة المردود النيوتروني بالطاقة :

نبين فيما يلي كيف ان المفاعلات الحرارية والسريعة هي مناسبة لتحقيق التفاعل المتسلسل . ان المردود النيوتروني  $\eta$  يعتمد بشدة بسبب مقطع الانشطار ومقطع الامتصاص على الطاقة الحركية للنيوترونات التي امتصتها مادة الانشطار . يتبين من الشكل (2- 1) بوضوح ان المردود النيوتروني في المفاعلات الحرارية والسريعة هو كبير .



الشكل (2- 1)

يتضح من الشكل (2- 1) ان المردود النيوتروني في المفاعلات الحرارية (الطاقة النيوترونية الأكثر احتمالاً تساوي 0,025 eV) وفي المفاعلات السريعة (الطاقة النيوترونية الأكثر احتمالاً تساوي 80 Kev) ، هو كبير . وان المردود النيوتروني بين هذين المجالين للطاقة هو صغير . ان مجال الطاقة بين 0,025 eV و 80 KeV هو أقل ملائمة لتحقيق التفاعل المتسلسل . ونلاحظ في الشكل (2- 1) ان اليورانيوم 233 هو أفضل مادة انشطار في المفاعلات الحرارية وان البلوتونيوم 239 هو أفضل مادة انشطار في المفاعلات السريعة .

## 2- 5 التصنيف بالنسبة لتوزيع مادة الوقود :

توضع مادة الوقود في شكلين :

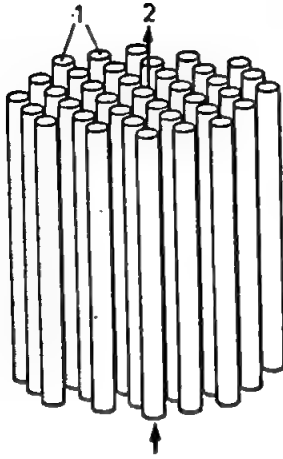
- توزيع مادة الوقود في مهديء مفاعل متجانس كمسحوق منتشر بشكل منتظم (سائل مادة الوقود) .
- تكون مادة الوقود مفصولة عن المهديء في مفاعل غير متجانس (عناصر الوقود) .

## 2- 6 المفاعل المتجانس :

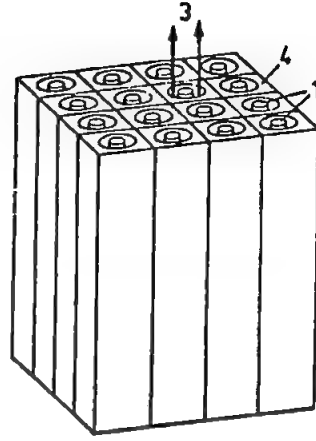
في بداية تطور المفاعلات بذلت محاولة لتحقيق مفاعل متجانس باستعمال محلول ملح اليورانيوم في الماء . وان الوقود كسائل أصبح يُضخ من خارج المفاعل من خلال مبدل حراري . ان ميزة مثل هذه الطريقة تكمن في سهولة التصميم وفي امكانية فصل نتائج الانشطار عن بعضها وتجهيد مادة الوقود . لقد فشل هذا المشروع بسبب عوامل التآكل .

## 2- 7 المفاعل غير المتجانس :

يستخدم في المفاعلات غير المتجانسة وقود صلب داخل أغلفة على شكل قضبان موضوعة في قلب المفاعل . اما المهديء فيمكن ان يكون صلباً أو سائلاً بينما يكون وسيط التبريد سائلاً أو على شكل غاز . بالمقارنة مع المفاعل المتجانس فان المفاعل غير المتجانس يتمتع بموازنة نيوترونية أفضل لأن النيوترونات هنا تُكبح في المهديء فحسب ويكون لديها امكانية الانفلات من الأسر الرنيني لليورانيوم U-238 . ان معظم مفاعلات المحطات النووية ومفاعلات البحوث هي غير متجانسة . في الشكل (2-2) والشكل (2-3) ، يشاهد تركيب مفاعلات المحطات غير المتجانسة حيث نجد في هذين الشكلين :



الشكل (2-3)



الشكل (2-2)

1 - عناصر الوقود . 2 - وسيط التبريد والمهديء . 3 - وسيط التبريد  
كغاز . 4 - المهديء .

## 2-8 التصنيف وفق الاستخدام :

تستخدم الحرارة المحرّرة في المفاعلات لأهداف كثيرة . تحول الحرارة في المحطات النووية الى عمل كهربائي أو مباشرة لغرض التدفئة (التدفئة عن بعد) أو لتحلية مياه البحر . وحسب الاستخدام تكون المحطة النووية ثابتة أم متحركة . تستخدم هذه الحرارة أيضاً في تشغيل وسائل النقل كالباواخر والغواصات (Otto-Hahn, Nautilus) ومستقبلاً من أجل محركات الصواريخ .

يستخدم مفاعل البحوث غالباً في فحص واختبار بعض المواد ومكوّنات المفاعلات ، أما الحرارة الناتجة فلا تستخدم في هذا النوع من المفاعلات . يحدث في المفاعلات بالإضافة الى الحرارة اشعاعات نووية (مثلاً الاشعاع النيتروني) . وتستخدم هذه الاشعاعات في مجال البحوث وفي الطب والتكنيك . ولتحقيق هذه الأهداف تبني مفاعلات ذات اشعاع شديد أي ما يسمى مفاعلات التدفق العالي . ان مفاعلات البحوث يمكن اعتبارها أو استعمالها كمصادر اشعاع .



لا يمكن بواسطة الاشعاع النيتروني انتاج مادة انشطار طبيعية كالبلوتونيوم مثلاً وتسمى المفاعلات التي تستعمل لهذا الغرض (محطات نووية عسكرية) مفاعلات الانتاج .

نظرة الى المستقبل :

هناك مبدئياً طريقتان لتحرير الطاقة النووية واستثمارها في المحطات النووية .

أولاً : من خلال انشطار النوى الثقيلة .

ثانياً : في إذابة النوى الخفيفة (الاندماج) .

جميع أنواع المفاعلات التي رأينا حتى الآن تعمل بفعل الانشطار .

## 2- 9 الاندماج النووي :

يطور الاندماج النووي اليوم بشكل سريع . وللتغلب على قوى كولون المتدافعة بين النوى الفاعلة يجب على هذه النوى ان تتصادم مع بعضها البعض بطاقة حركية عالية . لا يمكن بلوغ هذه الطاقة الحركية إلا بواسطة درجات حرارة عالية تبلغ أحياناً مئة مليون درجة مئوية . وان الحاوي لهذه المادة التي هي عبارة عن بلاسما ساخنة جداً هي الساحات الكهرومغناطيسية . فالتحقيق التقني للاندماج لم يحصل بعدُ بسبب المشاكل التكنولوجية . وأما النتائج الاقتصادية لمفاعلات الاندماج المستقبلية فليست منظورة حتى الآن .

## 2- 10 التيار بواسطة طريقة مباشرة :

إذا تطلعنا بعيداً الى المستقبل نرى انه يجب التفكير بإيجاد وسيلة تمكنا من الحصول على التيار بطريقة مباشرة أي دون المرور بالعنف والمولد . ان مبدل الطاقة في هذه الأثناء والذي نفكر فيه هو المولد الهدرومغناطيسي الديناميكي (Magnetohydrodyn) الذي له بالتالي علاقة غير مباشرة مع استثمار قوى النوى ولكنه مع ذلك تطبيق لفيزياء البلاسما الذي يقود الى مفاعل الاندماج .

ان مبدأ المولّد الهيدرومغناطيسي الديناميكي أو مبدل الطاقة هو سهل جداً .  
تُرْسُ البلاسما المتدفقة من خرطوم في مساحة مغناطيسية عمودية على هذا التدفق ،  
ان جزئيات البلاسما الموجبة والسالبة تتصادم كل منها على حدى بمسريين متقابلين  
اذ تتخلى هذه الجزئيات عن شحناتها فتولّد بذلك بين المسريين جهداً كهربائياً .



## الفصل الثالث

### 3 - أنواع مفاعلات المحطات النووية :

يتم تركيب مكونات المفاعل بحيث تصلح لبناء أنواع مختلفة من المفاعلات . تأتي في الفقرة التالية على وصف أهم مفاعلات المحطات النووية . ان جزءاً من هذه المفاعلات قد تم بناؤه فعلاً والجزء الآخر هو في مرحلة البناء .

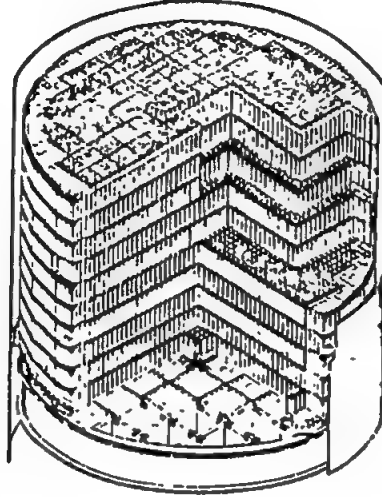
#### 3 - 1 مفاعل الغرافيت المبرّد بالغاز :

نقدم فيما يلي شرحاً لمبدأ تصميم مفاعل الغرافيت المبرّد بالغاز . ان المفاعلات ذات درجة الحرارة العالية قد تفوقت على مفاعلات الغرافيت . وأول مفاعل غرافيت كان قد تحقق من قبل العالم فيرمي في شيكاغو عام 1942 . هذا المفاعل المهدأ يعمل بوساطة اليورانيوم الطبيعي .

#### مفاعل ماغنوس :

(أول توليد للتيار حصل في تشرين الأول عام 1956) . كانت انكلترا البلد الرائد في استثمار الطاقة النووية لتوليد التيار الكهربائي . وكانت النية آنذاك معقودة على صناعة قنبلة البلوتونيوم ومن أجل ذلك طوّرت محطات نووية باستخدام اليورانيوم والغرافيت . ان قضبان مواد

الوقود لهذا النوع من المفاعلات ستكون من معدن اليورانيوم الطبيعي وهي محاطة بغلاف من الماغنوس الذي هو عبارة عن خليط من الماغنيزيوم . توضع هذه القضبان عمودية في أوعية كتلة كبيرة من الغرافيت . تضخ في هذه الأوعية مادة ثنائي أكسيد الفحم لتبريد مواد الوقود . يُجرى ثنائي الأوكسيد الساخن جداً الى مولد بخار موصول في الجزء التقليدي من المحطة النووية . انظر الشكل (3 - 1) .



الشكل (3 - 1)

تكمّن محاسن مفاعلات ماغنوس بانها تشغل باليورانيوم الطبيعي . وتتميز مساوئها بأن عناصر وقودها المعدنية تسمح بنفاذ كثافات استطاعية منخفضة اذ ان معدن اليورانيوم يتغير بنيتة البلورية عند 665 درجة مئوية . لا تستطيع هذه المفاعلات منافسة بعض المفاعلات الأخرى لأن هذه الكثافات الاستطاعية المنخفضة تؤدي الى بناء مفاعلات كبيرة جداً وبذلك فهي غير اقتصادية . بالإضافة الى ذلك فان معدن اليورانيوم سيتضرر جراء الانشطارات التي تحدث فيه مما يسبب من الناحية المعدنية تلفاً شديداً في مواد الوقود .

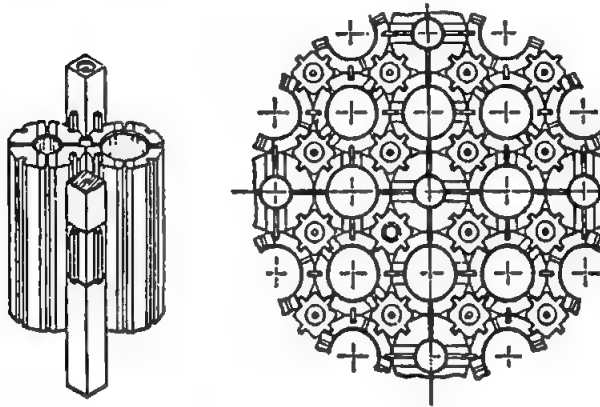
### 3 - 2 مفاعلات الغرافيت المتقدمة :

يمكن الحصول على كثافات استطاعية عالية باستعمال مواد وقود خزفية . وان مادة وقود مفاعلات الغرافيت المتقدمة هي بالتالي أكسيد اليورانيوم التي تبلغ

حرارة ذوبانه  $2800^{\circ}\text{C}$  . وأوكسيد الأورانيوم هذا لا يتأثر بالأضرار الاشعاعية . أما الماغنوس فلا يستعمل كمادة تغليف بسبب الكثافة الاستطاعية العالية ، ولذلك فقد استُعمل بدلاً منه أغلفة من الفولاذ . وبما ان الغلاف الفولاذي يمتص كثيراً من النيوترونات فلا بد من تخصيص مادة الوقود .

نشاهد في الشكل (3-2) ترتيب المهديء من الغرافيت في مفاعلات الغرافيت المتقدمة .

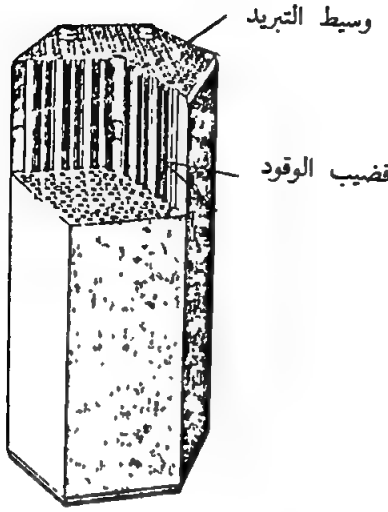
بدأ المفاعل البريطاني AGR عمله التجاري عام 1976 .



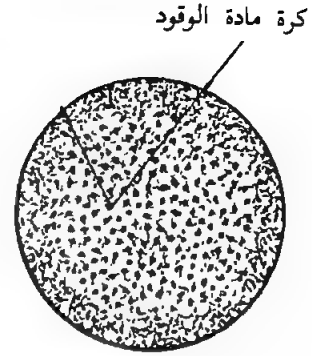
الشكل (3-2)

### 3-3 مفاعلات الحرارة العالية :

تستعمل مادة الوقود الخزفية على شكل كريات صغيرة يبلغ قطرها نصف ملليمتر . تحاط هذه الكريات الصغيرة بطبقات عديدة من الغرافيت البيروليتي التي من خواصها ان توقف بشكل كاف نتائج الانشطار الاشعاعية . توضع هذه الكريات الصغيرة في الغرافيت وتلصق فيه لتصبح مواد وقود . تبعاً لمفاعلات الحرارة العالية بنوعين من عناصر مواد الوقود . يضغط مزيج من هذه الكريات والغرافيت ليكون كريات لها حجم كريات لعبة المضرب . انظر الشكل (3-3) . أو ليكون قضباناً توضع في كتل من الغرافيت وتستعمل كماد وقود . انظر الشكل (3-4) .



الشكل (3 - 4)



الشكل (3 - 3)

ان المفاعلات التي تستخدم عناصر الوقود هذه لا تحتوي عملياً على مواد بناء تمتص النيوترونات وهي لذلك مفضلة من أجل تولد مواد انشطار جديدة . يمزج مع هذه الكريات الصغيرة كمواقد وقود أوكسيد اليورانيوم المخصَّب عالياً بمادة التورانيوم الخام .

ينتج بذلك عن التورانيوم ، اليورانيوم 233 غير الموجود في الطبيعة . هذه المفاعلات تسمى بسبب ذلك مفاعلات التورانيوم ذات الحرارة العالية . ان مفاعلات الحرارة العالية التي لا تحتوي قلوبها على معدن ، يمكنها العمل بدرجة حرارة تبريد غازي تبلغ 800 الى 1000 درجة مئوية . يستعمل الهيليوم للتبريد وانه من الممكن ربط دائرة التبريد مباشرة مع عنفة غازية .

يُؤمل الحصول بوساطة العنافات الغازية على مردود يبلغ 42 الى 43 بالمئة . يُتابع تطوير مفاعلات الحرارة العالية في بريطانيا والولايات المتحدة وسويسرا والمانيا الاتحادية .

### 3 - 4 مفاعل الماء الخفيف :

تسيطر حالياً في الولايات المتحدة والمانيا الاتحادية مفاعلات الماء الخفيف .  
وبما ان الماء الخفيف يمتص كثيراً من النيوترونات يجب لذلك استعمال اليورانيوم  
المخصَّب كمادة وقود . ان مساويء استعمال الماء الخفيف كمهديء تكمن في انه  
كلما تزايدت درجة حرارة البخار في المفاعل كلما تزايد الضغط . وبما اننا نرغب  
دوماً في الحصول على درجة حرارة عالية فان المفاعل سيظل يخضع لضغط عال .  
(درجات حرارة عالية تعني مردود جيد) .

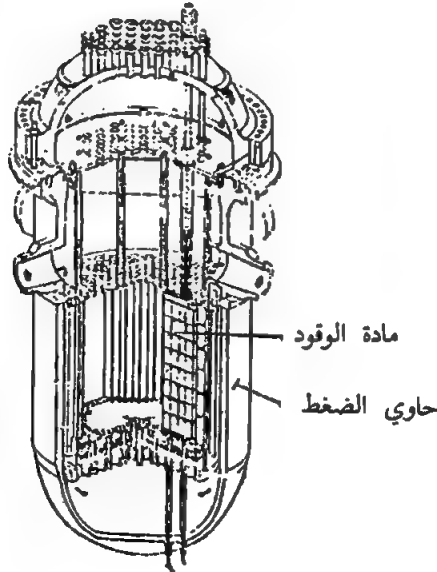
نميز نوعين من المفاعلات المبرَّدة بالماء الخفيف :

- مفاعلات الماء المضغوط .

- مفاعلات الماء المغلي .

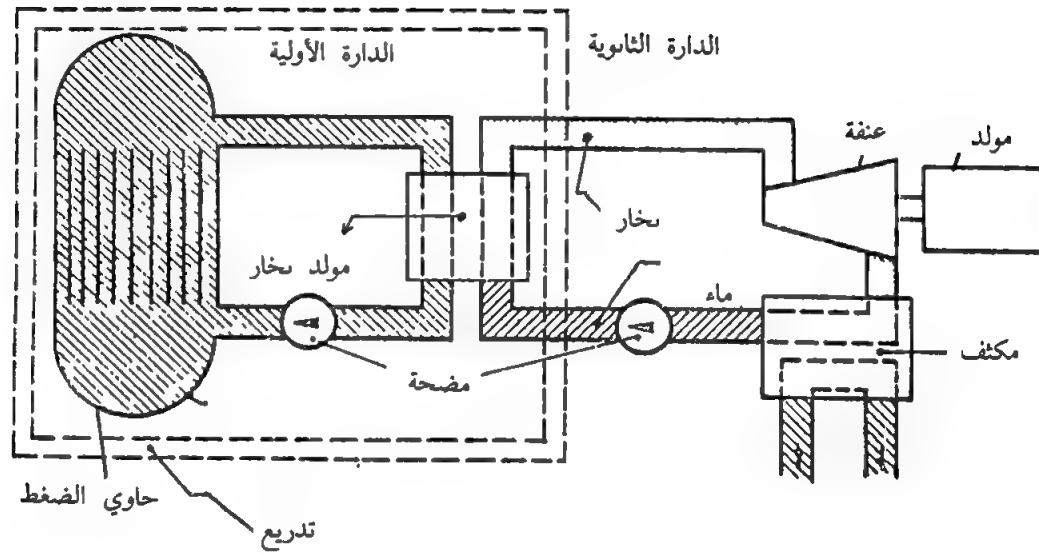
### 3 - 5 مفاعل الماء المضغوط :

يتضمن أساساً مفاعل الماء المضغوط مرجل ضغط ثابت (حاوي الضغط)  
مملوءاً بالماء الخفيف ثم قضبان الوقود التي هي عبارة عن أوكسيد اليورانيوم  
المخصَّب قليلاً ثم عناصر التحكم .  
يشاهد في الشكل (3 - 5) حاوي الضغط والعناصر التي يحتوي عليها .



الشكل (3 - 5)





الشكل (3 - 6)

يتم ضخ الماء المسخن خلال مولد البخار وهناك يعطي الحرارة (الجزء الأولي) . ان الجزء الثانوي التقليدي يكون مربوطاً بالمحطة ، وكون مولد البخار موجوداً بين الدارة الأولى والثانية فانه يشكل وسيلة حماية لدورة البخار الثانوية ضد نتائج الانشطار المشعة .

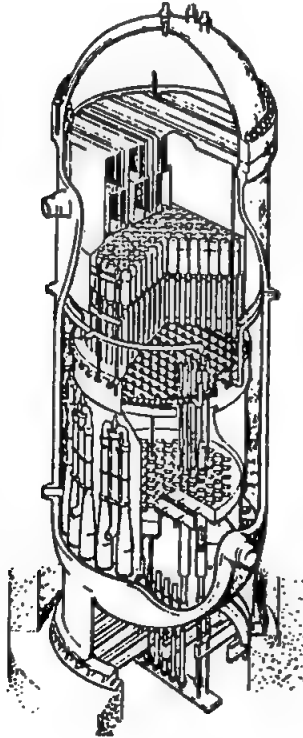
يشاهد في الشكل (3-6) مخطط مفاعل الماء المضغوط .

### 3-6 مفاعل الماء المغلي :

يشبه مفاعل الماء المغلي مفاعل الماء المضغوط وهو أيضاً غير متجانس . ان مفاعل الماء المغلي يشكل مع المفاعل ومولد البخار وحدة بنوية متكاملة . هذا يعني ان البخار يولد في المفاعل ويقاد مباشرة الى العنففة . يتم بذلك توفير مبدل الحرارة ونصبح دون حاجة لمكونات أو أجزاء من المفاعل للحصول على ضغوط عالية التي هي ضرورية لمفاعل الماء المضغوط .

يشاهد في الشكل (3-7) حاوي مفاعل الماء المغلي والمكونات التي

يتضمنها .



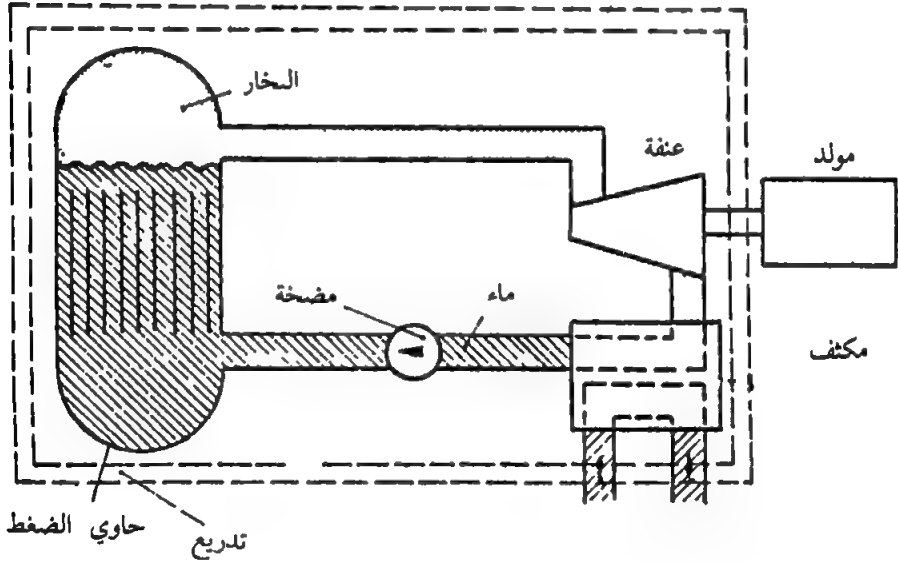
الشكل (3-7)

يعتبر حذف مبدل الحرارة محذوراً هاماً لأننا فقدنا بذلك حماية الدورة البخارية ضد نتائج الانشطار المشعة . ان غلاف مواد الوقود هو غير موثوق للتحجيب ضد الاشعاع بالاضافة الى انه سيكون معرضاً للتآكل بسبب تشكيل فقاعات البخار .

تكمن ميزة مفاعل الماء المغلي في قدرته على التحكم بذاته جزئياً . فمثلاً اذا أصبحت درجة الحرارة في قلب المفاعل فجأة عالية جداً تتبخر بذلك كمية من الماء أكبر مما في المفاعل العادي ، والماء الذي هو مهديء في الوقت ذاته يصبح متراحياً أي تقل كثافته جراء ظهور فقاعات البخار .

ان هذا التناقص الوسطي في كثافة المهديء يستمر في احداث اضطراب في التفاعل المتسلسل الى ان تسوى الحالة في قلب المفاعل مجدداً والى أن توازن عناصر التحكم هذا الاضطراب .

يشاهد في الشكل (3-8) مخطط مفاعل الماء المغلي .



الشكل (3-8)

### 3- 7 مفاعل الماء الثقيل :

بما ان الماء الثقيل هو مهديء أفضل من الماء الخفيف ، فان اليورانيوم الطبيعي يمكن ان يستعمل كمادة وقود . وللأسف فان الماء الثقيل يرفع من كلفة تنفيذ هذه المفاعلات بسبب ثمنه المرتفع . في البلدان التي تمتلك مناجم أورانيوم مثل كندا والتي ليس لديها مصانع للتخصيب ، تبني محطات نووية مفاعلاتها تعمل باليورانيوم الطبيعي ويستعمل الماء الثقيل كمهديء . هناك نوعان من مفاعلات الماء الثقيل ، منها التي تستعمل حاويات الضغط والأخرى تستعمل أنابيب الضغط .

ان المفاعلات ذات حاوي الضغط لها مبدئياً ذات بنية مفاعلات الماء المضغوط . وللانقاص من كمية الماء الثقيل في هذه المفاعلات طورت أنابيب ضغط وبذلك تم الفصل بين وسيط التبريد والمهديء . وأما عناصر الوقود فتوضع في أنابيب متوازية على شكل حزم تتدفق من حولها وسائط التبريد كالماء وثاني أكسيد الفحم . يصبح التوفير في كمية النيوترونات سيئاً باستعمال أنبوب الضغط ولذلك يجب استعمال أورانيوم مخصَّب بكميات قليلة .

### 3- 8 مفاعل التوالد السريع :

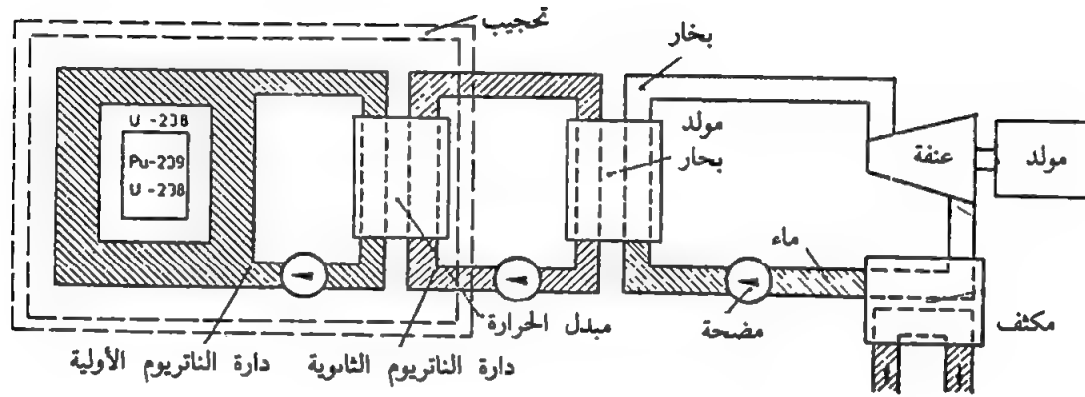
تمتلك المفاعلات السريعة التي وقودها هو البلوتونيوم 239 أفضل موازنة نيترونية . نتمكن بواسطة هذه المفاعلات توليد مواد انشطار جديدة ناجمة عن المادة الأم (أي اليورانيوم 238) أكثر مما يستهلك لدى التفاعل المتسلسل .  
توضع مادة الوقود التي هي عبارة عن مزيج من أوكسيد اليورانيوم وثاني أوكسيد البلوتونيوم على شكل قضبان في قلب المفاعل . وعوضاً عن العاكس يحاط قلب المفاعل بغلاف من اليورانيوم 238 يسمى غلاف التوالد . وبسبب كثافة استطاعتها العالية (ليس هناك مهديء) تحتاج هذه المفاعلات الى مرد مليء الاستطاعة لا يعمل كمهديء . ولتبريد هذه المفاعلات يستعمل الناتريوم السائل أو غاز الهيليوم .

ان المولدات السريعة المبردة بالصوديوم هي الأكثر نجاحاً وتطوراً من مفاعلات المحطات النووية الأخرى . لقد طور منها في بعض البلدان لتعمل في

محطات توليد تبلغ استطاعتها الكهربائية 300 MW تقريباً . ان الصوديوم كمبرد في الدارة الأولية يسيل في قلب المفاعل الى مبدل الحرارة حيث يتخلل عن حرارته ومن هناك يعود الى قلب المفاعل بفعل الضخ . وفي الجهة الثانوية من مبدل الحرارة هناك أيضاً دائرة جريان للصوديوم تقدم الحرارة المأخوذة الى مولد البخار . ان دائرة الصوديوم الثانوية هي ضرورية لأسباب أمانية لأن الصوديوم في المفاعل يصبح مشعاً شديداً بالإضافة الى انه يتفاعل بقوة مع الماء .

ان تطويراً آخرًا لمولدات الصوديوم هي مفاعلات التوالد السريعة المبردة بالهيليوم . في هذا المشروع تجري محاولة الجمع بين فائدة مادة الوقود في مفاعل التوالد وفوائد دارات التبريد لمفاعلات درجات الحرارة العالية . وبما ان هذه المولدات السريعة يمكنها استعمال احتياطي اليورانيوم الطبيعي بشكل واسع جداً ، فان جهوداً كبيرة تبذل لتطويرها وتصنيعها .

يشاهد في الشكل (3 - 9) مخطط مفاعل توالد سريع مبرد بالصوديوم .



الشكل (3 - 9)



## الفصل الرابع

### الدورة النيترونية

#### 4 - التفاعل المتسلسل :

نأتي في هذه الفقرة على الوصف الكيفي للتفاعل المتسلسل الذي يحدث في مفاعل حراري يعمل باليورانيوم . لبلوغ هذا الهدف نناقش بدقة مصير عدد من النيترونات منذ نشوئها حتى اختفائها .

#### 4-1 وصف التفاعل المتسلسل :

عندما تَمْتَصُّ مادة الوقود نيترونات ، فان جزءاً من هذه النيترونات يؤدي الى التفاعل  $(n,f)$  والباقي يؤدي الى التفاعل  $(n,\gamma)$  . تظهر بذلك فتونات فورية ونيترونات فورية ونتاجات انشطار . ان نتاجات الانشطار تحدث تحولات  $\beta^-$  ثم تنبعث بذلك الى جانب الالكترونات فتونات متأخرة ونيترونات متأخرة .

ان النيترونات الفورية «كالنيترونات المتأخرة» تظهر وجود طاقات تتراوح بين 2 MeV و 0,5 MeV . ان جزءاً ضئيلاً من هذه النيترونات السريعة يستطيع احداث انشطارات أخرى في اليورانيوم 238 واليورانيوم 235 . ذلك يؤدي الى ارتفاع بسيط في الانتاج النيتروني .

تكتبح النيترونات السريعة في المهديء بسبب التبعثر المرن وغير المرن . وجراء التبعثر غير المرن تظهر فوتونات متأخرة أخرى . في فترة الاكتباح عند الطاقة



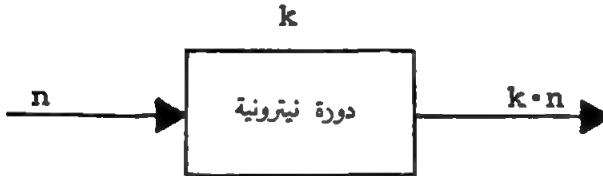
$0,025 \text{ eV}$  ، يمكن لجزء من النيوترونات ان ينفلت من النظام وجزء آخر منها ان يستهلك في اليورانيوم 238 بفعل الأسر الطيني .  
تبعثر النيوترونات الحرارية بصورة مرنة وينفلت جزء منها من النظام وجزء آخر يمكن ان يمتص من قبل المواد ومن مواد الوقود (الأسر الطفيلي) .  
أما الباقي من هذه النيوترونات سيتمص من جديد من قبل مادة الوقود وهكذا تغلق الدارة النيوترونية وتبدأ دارة أخرى نيوترونية بعد ذلك بالنشوء وهكذا تستمر الدورة النيوترونية .

التصرف الزمني :

يحتاج نيوترون فوري لأكمال دورة كاملة نيوترونية في مفاعل مهدأ بالماء الى زمن قدره  $10^{-4} \text{ s}$  . هذا الزمن يسمى فترة الحياة ويرمز إليه بـ  $\ell$  .  
يجب الأخذ بعين الاعتبار في مفاعل يعمل باليورانيوم أن 1% من مجمل النيوترونات البطيئة تأتي متأخرة بنحو عشر ثوان . وان الزمن الوسطي لكي يكمل نيوترون واحد الدورة النيوترونية هو تقريباً 0,1 ثانية .  
يحسب زمن الحياة الوسطي  $\ell'$  بسهولة بواسطة العلاقة :

$$\ell' = 0,99.0,0001 \text{ s} + 0,01.(10 \text{ s} + 0,0001 \text{ s}) = \underline{0,1 \text{ s}}$$

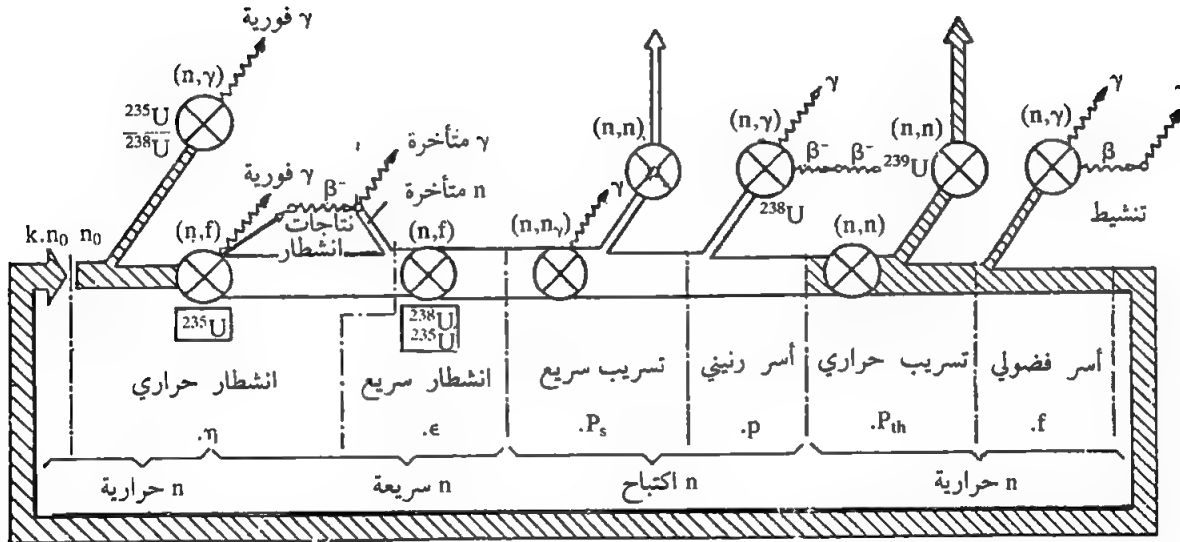
تشاهد في الشكل (4-1) الدورة النيوترونية الكاملة .



4-2 عامل التكاثر :

إذا كان في المفاعل (دون منبع) عند بداية الدورة النيوترونية وعند نهايتها ذات عدد النيوترونات فسيكون عند نهاية الدورة النيوترونية التالية ذات العدد من النيوترونات . هكذا فان عدد النيوترونات يبقى ثابتاً لا يتغير مع الزمن .

التفاعلات والاشعاعات في الدورة النيوترونية للمفاعل  
(مادة الوقود هي اليورانيوم)



الشكل (4 - 1)

تسمى حالة المفاعل هذه (الحالة الحرجة) . وإذا وجد عند نهاية الدورة عدد أكبر من النيوترونات فإن هذا العدد يتزايد في كل دورة نيوترونية . يكون المفاعل في هذه الحالة (فوق الحرج) . وإذا وجد عند نهاية الدورة عدد أصغر من النيوترونات فإن هذا العدد يتناقص . يكون المفاعل في هذه الحالة (تحت الحرج) . لوصف تضخيم النيوترونات لدى كل دورة نيوترونية ، نعرف عامل التكاثر  $K$  . ان عامل التكاثر  $K$  هو نسبة عدد النيوترونات عند نهاية الدورة الى عدد النيوترونات عند بدايتها . لذلك فانه يعتبر عامل تضخيم .

$K > 1$  : المفاعل فوق الحرج .

$K = 1$  : المفاعل حرج .

$K < 1$  : المفاعل تحت الحرج .

يعرّف عامل التكاثر كالتالي :

$$K = \frac{\text{عدد النيوترونات عند نهاية الدورة}}{\text{عدد النيوترونات عند بداية الدورة}}$$

ان عامل التكاثر هو جداء عدة معاملات تأتي على كيفية حسابها في الفقرات التالية :

4 - 3 التفاعلية :

يستعمل لوصف حالة المفاعل الى جانب عامل التكاثر ما يسمى بالتفاعلية  $\rho$  التي تعرف بالعلاقة :

$$\rho = \frac{K-1}{K}$$

حيث :

$\rho$  : التفاعلية  $[-]$

$K$  : عامل التكاثر  $[-]$

وتستعمل أيضاً العلاقة :

$$\rho = \frac{\Delta K}{K}$$

في حالة  $\rho > 0$  يكون المفاعل فوق الحرج .

وفي حالة  $\rho = 0$  يكون المفاعل حرجاً .

وفي حالة  $\rho < 0$  يكون المفاعل تحت الحرج .

تصف التفاعلية  $\rho$  انحراف حالة المفاعل عن النقطة الحرجة . وكما يلاحظ من التعريف السابق فإن التفاعلية هي بمثابة مقياس للتزايد النسبي في عدد النيوترونات في كل دورة نيوترونية .

وللتفاعلية أيضاً المعنى التالي :

تزايد النيوترونات خلال الدورة

$$\rho = \frac{\text{عدد النيوترونات عند نهاية الدورة}}{\text{عدد النيوترونات عند بداية الدورة}}$$

ان التفاعلية هي عدد بحث ولكن يمكن التعبير عنها بنسبة مئوية % أو بالميلي

كيلو أو بالمئة ألف  $\rho[\%,mk,p.c.m]:p.c.m$  .

$$1\% = 0,01$$

$$1\text{ mk} = 0,001$$

$$1\text{ p.c.m} = 0,00001$$

(ميلي كيلو = mk)

(لمئة ألف)

مثال :

$$\rho = 0,005 = 0,5\%$$

$$\rho = 0,0037 = 3,7\text{ mk}$$

$$\rho = -0,15 = -15000\text{ p.c.m}$$



## الفصل الخامس

### 5 - المعاملات الستة في عامل التكاثف :

ان الفيزيائي انريكو فيرمي هو الذي بنى أول مفاعل وقد حلل عامل التكاثف الى ستة معاملات تأتي على شرح كل منها في الفقرات الآتية .

#### 5-1 مردود النيوترونات :

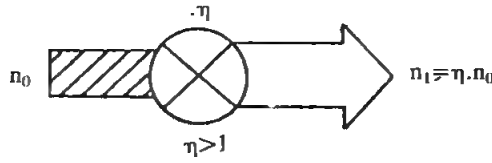
لنتناول الدورة النيوترونية ثانيةً ولنفرض ان عدداً  $n_0$  من النيوترونات الحرارية يُمتص من قبل مادة الوقود . يُؤسر جزء من هذه النيوترونات من قبل اليورانيوم 238 و 235 بسبب التفاعلات  $(n, \gamma)$  والجزء الباقي منها يُحدث في اليورانيوم 235 تفاعلات تنتج نيوترونات جديدة . يبلغ عدد النيوترونات  $\nu$  المنتجة في الانشطار الواحد 2,5 نيوتروناً .

يعرف المردود النيوتروني  $\eta$  كالآتي :

$$\eta = \frac{\text{عدد النيوترونات السريعة الناتجة عن امتصاص النيوترونات الحرارية}}{\text{عدد النيوترونات الحرارية الممتصة من قبل مادة الوقود}}$$

اذ أمتص عدد  $n_0$  من النيوترونات في مادة الوقود ينتج عن ذلك عدد  $n = \eta n_0$  من النيوترونات السريعة الجديدة . فاذا شئنا الحفاظ على تفاعل متسلسل أو بعبارة

أخرى اذا أريد للتفاعل المتسلسل الاستمرار يجب على  $\eta$  ان يكون أكبر من واحد  $(\eta > 1)$  .



ان المردود النيروني يعتمد فقط على مادة الوقود في المفاعل وبحسب أيضاً من العلاقة :

$$\eta = \nu \cdot \frac{\Sigma_f}{\Sigma_a}$$

$\eta$  : مردود النيوترونات [-]

$\nu$  : ناتج الانشطار [-]

$\Sigma_f$  : مقطع الانشطار لمادة الانشطار ( $\text{cm}^{-1}$ )

$\Sigma_a$  : مقطع الامتصاص لمادة الوقود ( $\text{cm}^{-1}$ )

إذا أردنا حساب المردود النيروني لمادة انشطار نقية نطبق العلاقة :

$$\eta = \nu \cdot \frac{\sigma_f}{\sigma_a}$$

$\sigma_f$  : مقطع الانشطار لمادة الانشطار ( $\text{cm}^2$ ) .

$\sigma_a$  : مقطع الامتصاص لمادة الانشطار ( $\text{cm}^2$ ) .

يشاهد في الجدول الآتي المردود النيروني  $\eta$  من أجل الانشطار الحراري لمواد

الانشطار النقية U-235 و Pu-239 بالإضافة الى اليورانيوم الطبيعي .

مادة الانشطار	$\nu$	$\eta$
U-235	2,5	2,1
U-233	2,5	2,3
Pu-239	2,9	2,1
يورانيوم طبيعي	2,5	1,4

يجب الانتباه الى ان جودة مادة الوقود ، تحدد من قبل  $\eta$  بسبب التفاعلات (n,  $\gamma$ ) التي لا يمكن تجنبها ، وليس من قبل  $\nu$  ، ولذلك فان اليورانيوم 235 هو مادة انشطار أفضل من Pu-239 بالنسبة للنيوترونات الحرارية .

#### 5-2 المردود النيوتروني لليورانيوم :

اذا كان الوقود هو اليورانيوم ، فان المردود  $\eta$  يتزايد مع تزايد التخصيب . وفي حالة تخصيب 100% (يورانيوم 235 نقي) يكون المردود  $\eta=2,1$  و  $\eta$  هو دوماً أصغر من  $\nu$  لدى تخصيب 100% لأنه في حالة اليورانيوم 235 ، هناك ضياع نيوتروني بسبب التفاعل (n,  $\gamma$ ) .

#### 5-3 معامل الانشطار السريع :

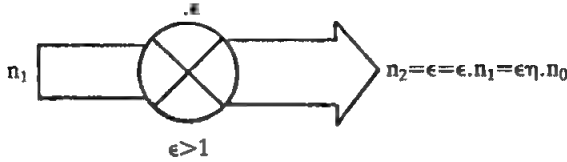
ان جزءاً صغيراً من النيوترونات السريعة يستطيع ان يولد في اليورانيوم 238 واليورانيوم 235 من خلال الانشطار ، نيوترونات سريعة اضافية . في مفاعلات المحطات النووية التي وقودها مخضب في حدود 3% ، يسود الانشطار السريع في اليورانيوم 238 . ان تضخيم عدد النيوترونات من خلال الانشطار السريع يؤخذ بعين الاعتبار بوساطة عامل الانشطار السريع  $\epsilon$  الذي يعرف كالآتي :

$$\epsilon = \frac{\text{عدد نيوترونات الانشطار السريعة الناتجة عن امتصاص النيوترونات الحرارية والسريعة}}{\text{عدد نيوترونات الانشطار السريعة الناتجة عن امتصاص النيوترونات الحرارية}}$$



ينتج من خلال الانشطار الحراري عدد  $n_1 = \eta \cdot n_0$  من النيوترونات السريعة .  
 ان جزءاً ضئيلاً من هذه النيوترونات يُولد من خلال انشطار سريع نيوترونات  
 سريعة اخرى . يوجد الآن في المفاعل عدد من النيوترونات السريعة :  

$$n_2 = \epsilon n_1 = \epsilon \eta \cdot n_0$$



يكون الانشطار السريع في مفاعل حراري متجانس قليل الاحتمال جداً  
 ولذلك فان معامل الانشطار السريع  $\epsilon = 1$  . وفي مفاعل حراري غير متجانس ،  
 فان  $\epsilon$  يكون أكبر من الواحد بقليل . في مفاعل (ديوريت) السويسري فان  
 $\epsilon = 1,023$  . وفي حالات خاصة يمكن اهمال الانشطار السريع . هذا يعني ان نضع  
 $\epsilon = 1$  .

ان معامل الانشطار السريع  $\epsilon$  يعتمد بشكل أساسي على مقدار هام بالنسبة  
 لتصميم المفاعل وهو نسبة المهديء الى الوقود . في مفاعل اليورانيوم المعتبر هنا  
 والمهدأ بالماء فان هذا المقدار هو نسبة الماء الى اليورانيوم . تحدد هذه النسبة لدى  
 تصميم المفاعل ، من خلال اختيار نصف قطر مواد الوقود أو من خلال أبعاد  
 الشبكة .

يكون المفاعل مهدأ بشكل جيد عندما تكون نسبة الماء الى اليورانيوم كبيرة  
 (كثير من الماء) غير ان احتمال حدوث انشطار سريع يكون قليلاً . اما إذا احتوى  
 المفاعل قليلاً من الماء فان احتمال الانشطار السريع يكون أكبر .  
 تتزايد قيمة معامل الانشطار لدى تناقص تركيز اليورانيوم . يشاهد في  
 الشكل (5-1) منحني  $\epsilon$  بدلالة نسبة الماء الى اليورانيوم .

قليل من الماء ← إنشطارات سريعة كثيرة ←  $\epsilon$  كبير  
 كثير من الماء ← انشطارات سريعة قليلة ←  $\epsilon$  صغير  
 بسبب علاقة المقاطع الفعالة بالطاقة فان نوع مادة الانشطارات وأيضاً  
 تخصيص مادة الوقود يلعبان دوراً هاماً .



الشكل (5 - 1)

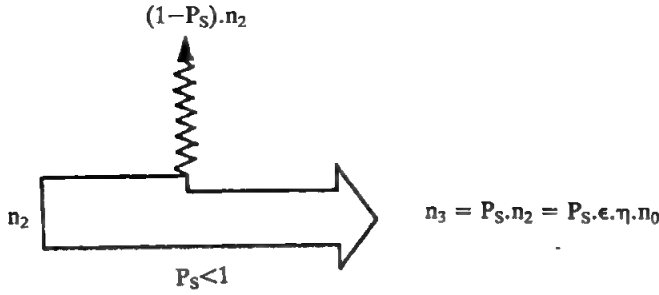
#### 5 - 4 عامل البقاء السريع :

ينفلت جزء من النيوترونات السريعة من النظام خلال الاكتباح وان عدد النيوترونات المتبقي في المفاعل هو بالطبع أقل من عدد نيوترونات الانشطار السريعة .

يؤخذ التنقيص من عدد النيوترونات بسبب الضياع بعين الاعتبار بواسطة عامل البقاء  $P_s$  الذي يعرف كالآتي :

$$P_s = \frac{\text{عدد النيوترونات السريعة التي لم تنفلت}}{\text{عدد النيوترونات السريعة المولدة}}$$

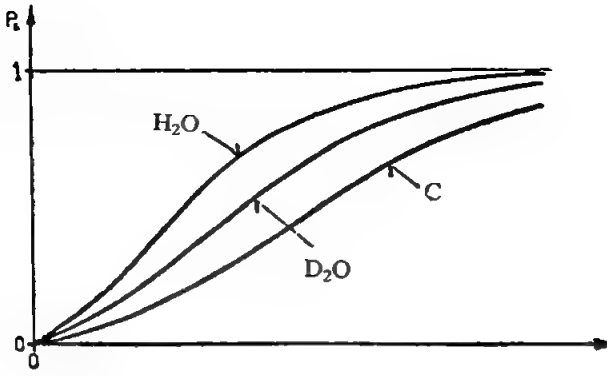
إذا احتوى المفاعل عدداً من النيوترونات السريعة  $n_2$  :  $(\epsilon \eta n_0 = n_2)$  ، فبعد الاكتباح لا يتبقى من هذه النيوترونات الا عدد  $n_3$  :  $(n_3 = P_s \cdot n_2 = P_s \epsilon \eta \cdot n_0)$  . يكون قد انفلت في هذه الحالة عدد من النيوترونات يساوي  $(1 - P_s) \cdot n_2$  .



ان عامل البقاء السريع هو بالطبع دوماً أصغر من الواحد . يكون هذا العامل ، في مفاعل صغير أصغر بقليل من الواحد . ومع تزايد حجم المفاعل يقترب عامل البقاء السريع أكثر فأكثر من الواحد . يعتمد هذا العامل على هندسة المفاعل أي على حجمه وشكله ويعتمد أيضاً على مواد المفاعل أي على بنيته . نحدد من خلال هندسة المفاعل مقداراً هاماً هو نسبة حجم المفاعل الى سطحه . في الواقع تكون هذه النسبة صغيرة لدى مفاعل صغير . وبما ان كثيراً من النيوترونات تتواجد نسبياً على سطح المفاعل فان احتمالية الانفلات النيوتروني تكون كبيرة في المفاعل الصغير . اما في مفاعل كبير فتكون هذه النسبة كبيرة واحتمالية الانفلات تكون صغيرة . يتزايد اذن عامل البقاء السريع  $P_s$  مع تزايد حجم المفاعل الى ان يصبح مساوياً للواحد .

يحدد مسار الاكتباح حسب نوع المهديء . فمثلاً يبلغ مسار الاكتباح في مهديء من الماء الخفيف ثلاثة عشر سنتيمتراً وفي مهديء من الغرافيت ثلاثة وأربعين سنتيمتراً . نلاحظ تلقائياً ان مسار اكتباح صغير يعني احتمالية انفلات نيوتروني صغيرة .

لذلك فان عامل البقاء السريع  $P_s$  هو أكبر في مفاعل الماء الخفيف منه في مفاعل الماء الثقيل شريطة ان يكون للمفاعلين ذات القياس الهندسي . يشاهد في الشكل (5 - 2) منحني  $P_s$  بدلالة نصف قطر بعض المفاعلات الكروية . يكون الضياع من النيوترونات بشكل عام في مفاعلات الماء الخفيف ضئيلاً ولذا يمكن اهمال الضياعات السريعة وجعل  $P_s = 1$  .



الشكل (5 - 2)

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة  
مكتبتي الخاصة  
على موقع ارشيف الانترنت  
الرابط

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

هاسن إبراهيم

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة

مكتبتي الخاصة

على موقع ارشيف الانترنت

الرابط

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

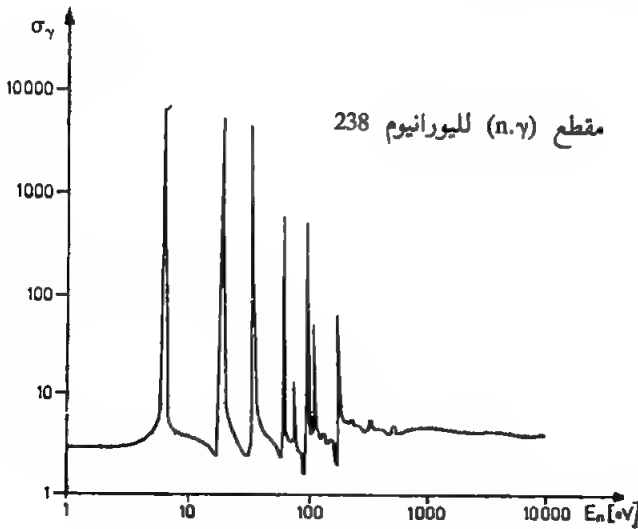
[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

## الفصل السادس

6 - معاملات عامل التكاثر الستة :

6-1 الانتفاع من الاكتباح :

يُظهر المقطع الفعال لبعض النويدات الثقيلة في مجال الإلكترون فولط قمم رنين عالية . ان الأسر الرنيني لليورانيوم  $^{238}$  يلعب دوراً هاماً في المفاعلات النووية . انظر الشكل (6-1) .



الشكل (6-1)

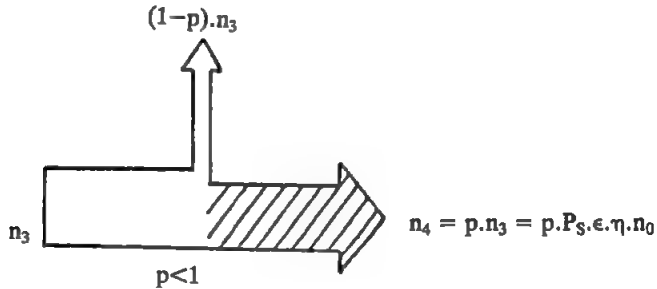
بينما تجوب النيوترونات خلال الاكتباح جميع مجال الرنين ، يُؤسر جزء من هذه النيوترونات ويعتبر بذلك ضائعاً بالنسبة للانشطار النووي . يؤخذ التنقيص من عدد النيوترونات بسبب الأسر الريني بعين الاعتبار بواسطة الانتفاع من الاكتباح  $p$  الذي يعرف كالآتي :

$$p = \frac{\text{عدد النيوترونات غير المأسورة قبل الرنين}}{\text{عدد النيوترونات السريعة التي لم تنفلت}}$$

إذا تواجد في المفاعل عدد  $n_3$  من النيوترونات التي لم تنفلت فإن عدد النيوترونات  $n_4$  غير المأسورة من قبل الرنين يعطى من العلاقة :

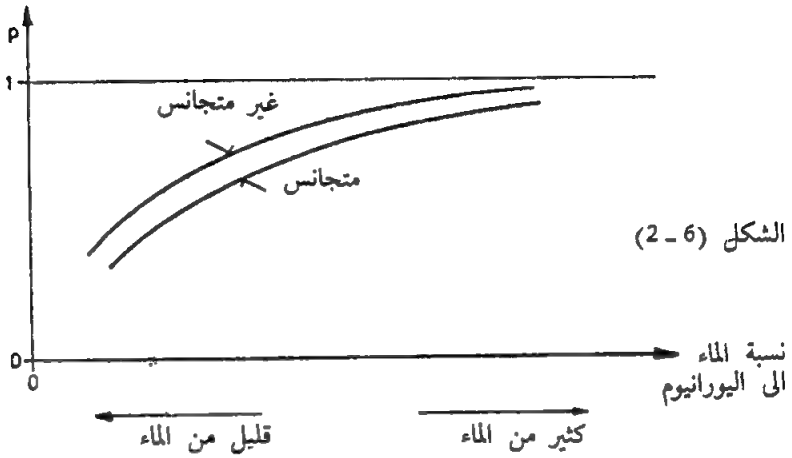
$$n_4 = p.n_3 = p.P_S.\epsilon.\eta.n_0$$

تُظهر هذه النيوترونات الآن طاقة حرارية . يبلغ عدد النيوترونات التي أسرت في مجال الرنين :  $(1-p)n_3$  .



ان الانتفاع من الاكتباح هو دوماً أصغر من الواحد وهو يعتمد بشكل أساس على نسبة الماء الى اليورانيوم في المفاعل . كلما احتوى المفاعل كمية من الماء أكبر كلما تعرضت النيوترونات الى الاكتباح في المهديء ضمن مجال ريني يتراوح بين سبعة وميتين الكترون فولط . ينتهي الانتفاع من الاكتباح لدى تزايد نسبة الماء الى اليورانيوم الى الواحد . بالاضافة الى انه أي الانتفاع يتأثر بكيفية توضع مواد الوقود وبالمهديء أيضاً .

يكون عامل الانتفاع ، في المفاعلات غير المتجانسة أكبر مما في المفاعلات المتجانسة لأن النيوترونات تكتسح في المهديء وبذلك يتم انفلاتها في المفاعل غير المتجانس في قمم الرنين . انظر الشكل (2-6) .



يشاهد في الشكل (2-6) منحنى p بدلالة نسبة الماء الى اليورانيوم . وبالطبع يلعب كذلك تخصيص مادة الوقود دوراً . فبتزايد درجة التخصيب تزايد قيمة p لتصبح مساوية للواحد .

## 2-6 معامل البقاء الحراري :

تبعثر النيوترونات الحرارية غالباً في المفاعل . يتبعثر جزء منها الى خارج المفاعل ويعتبر بذلك فقداً بالنسبة للتفاعل المتسلسل الذي يلي . يُؤخذ الانتقاص من عدد النيوترونات بسبب فقد النيوترونات الحرارية بعين الاعتبار من خلال تعريف معامل البقاء الحراري  $P_{th}$  الذي يعطى بالعلاقة :

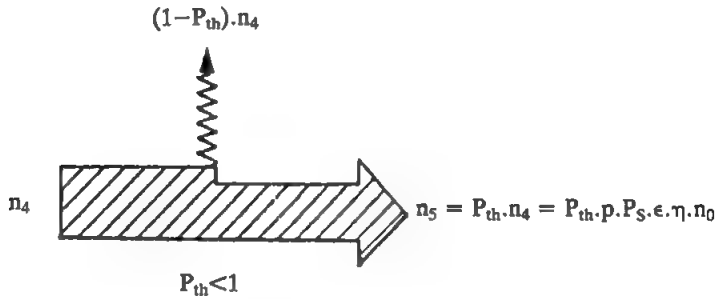
$$P_{th} = \frac{\text{عدد النيوترونات الحرارية التي لم تنفلت}}{\text{عدد النيوترونات الحرارية المنتجة}}$$



ان عدد النيوترونات الحرارية المنتجة هو بالطبع مساوٍ لعدد النيوترونات  $n_4$  التي لم تؤسر من قِبَل الرنين . ان النيوترونات الحرارية التي لم تنفُلت مُتَمَتَّصٌ من قِبَل مواد المفاعل ، ويعطى عددها من العلاقة :

$$\begin{aligned} n_5 &= P_{th} \cdot n_4 \\ &= P_{th} \cdot p \cdot P_S \cdot \epsilon \cdot \eta \cdot n_0 \end{aligned}$$

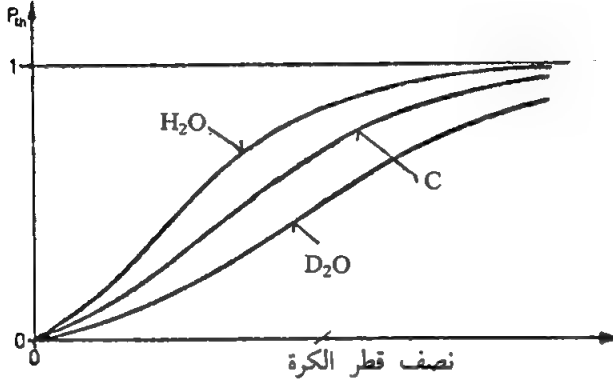
فعدد النيوترونات التي انفُلت من المفاعل هو اذن :  $n_4 \cdot (1 - P_{th})$



وبما انه لا بد من انفلات نيوترونات حرارية من أي مفاعل فان  $P_{th}$  هو بالطبع دوماً أصغر من الواحد .

يعتمد معامل البقاء على بنية المفاعل أي على هندسة ومواد بنائه . وبسبب نسبة حجم المفاعل الى سطحه فان معامل البقاء الحراري صغير في المفاعلات الصغيرة . وبتزايد كبر المفاعل بتزايد قيمة  $P_{th}$  أكثر فأكثر الى ان تساوي الواحد . في مفاعل لا متناهي الكبر ، ليس هناك نيوترونات ضائعة وعند ذلك  $P_{th} = 1$  . بالاضافة الى ان المسار الذي يقطعه النيوترون منذ نشوئه كنيوترون حراري وحتى امتصاصه يلعب دوراً هاماً . تبلغ قيمة هذا المسار في مفاعلات الماء الخفيف 6 cm ، وفي مفاعلات الغرفيت (C) 104 cm ، وفي مفاعلات الماء الثقيل ( $D_2O$ ) 340 cm . وبالطبع فان المسار القصير يعني احتمال انفلات صغير . ولذلك فان معامل البقاء الحراري  $P_{th}$  لدى المفاعلات التي لها ذات البنية الهندسية

هو أكبر في مفاعلات الماء الخفيف منه في مفاعلات الغرافيت وهو أصغر ما يكون في مفاعلات الماء الثقيل .  
تشاهد في الشكل (6 - 3) منحنيات  $P_{th}$  من أجل مفاعلات الماء الخفيف والغرافيت والماء الثقيل .



الشكل (6 - 3)

### 6 - 3 الانتفاع الحراري :

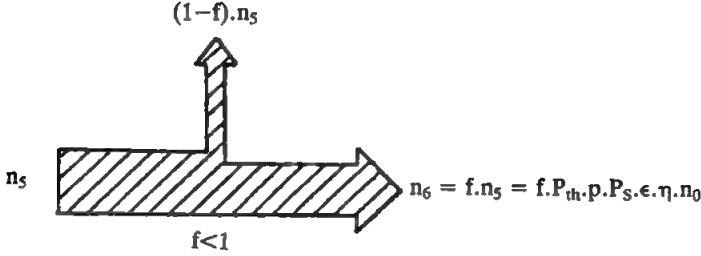
تُمتص النيوترونات الحرارية التي لم تنفلت من قبل مواد المفاعل ، هذا ما ذكرناه سابقاً . غير ان جزءاً من هذه النيوترونات يُمتص من قبل مواد الوقود حيث تحدث انشطارات جديدة وبذلك تنشأ ذرية جديدة من النيوترونات . أما النيوترونات المتبقية فستُمتص من قبل المهديء وعناصر التحكم ومواد بناء المفاعل وإنها تعتبر بذلك ضائعة من أجل احداث انشطارات أخرى (أسر طفيلي) . ان انقاص عدد النيوترونات بسبب الأسر الطفيلي يؤخذ بعين الاعتبار بواسطة الانتفاع الحراري  $f$  الذي يعرف كالآتي :

$$f = \frac{\text{عدد النيوترونات الحرارية الممتصة في مواد الوقود}}{\text{عدد النيوترونات الحرارية الكلية الممتصة في المفاعل}}$$

إذا أمتص في المفاعل عدد  $n_5$  من النيوترونات فإن عدد النيوترونات الممتصة من قبل مواد الوقود هو :

$$n_6 = f.n_5 = f.P_{th}.p.P_S.\epsilon.\eta.n_0$$

وبسبب الأسر الطفيلي يضيع عدد من النيوترونات مساو لـ  $(1-f).n_5$  .

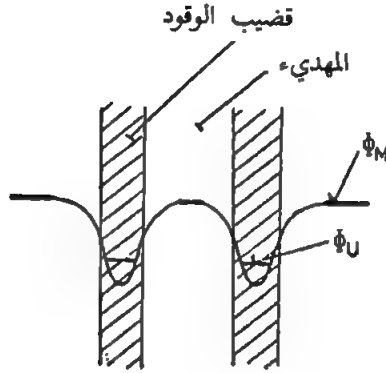


ان الانتفاع الحراري هو بالطبع دوماً أصغر من الواحد ( $f < 1$ ) . يمكن بواسطة المواد الماصة مثل قضبان التحكم وخفض البور تغيير الانتفاع الحراري من خارج المفاعل . بذلك يتم التحكم بالانشطار النووي المتسلسل . ان الانتفاع الحراري  $f$  يعتمد على نسبة الماء الى اليورانيوم في المفاعل واذا احتوى هذا الأخير على كمية كبيرة من اليورانيوم ، فان احتمال الامتصاص في مادة الوقود يصبح كبيراً ولذلك فان  $f$  يتزايد مع تزايد تركيز اليورانيوم . الشكل (6 - 4) . علاوة على ذلك فان توزيع مادة الوقود والمهديء يلعب دوراً . ففي المفاعل غير المتجانس يكون الانتفاع الحراري أصغر بقليل مما في المفاعل المتجانس لأن كثافة التدفق النيوتروني الحرارية في مهديء المفاعل غير المتجانس  $\phi_M$  أكبر مما في مادة الوقود  $\phi_U$  .

ينتج عن ذلك ان الامتصاص في المهديء هو أيضاً أكبر .

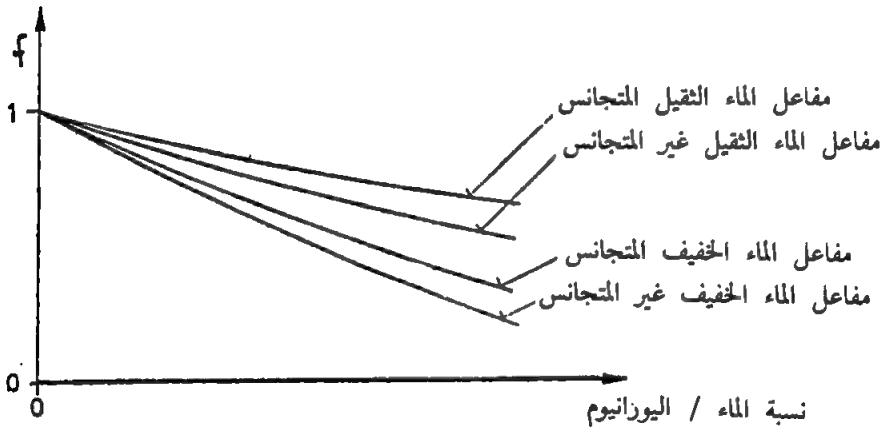
$\phi_M$  : هي كثافة التدفق النيوتروني في المهديء .  
 $\phi_U$  : هي كثافة التدفق النيوتروني في مادة الوقود .

يتأثر الامتصاص في المهديء بنوعية هذا الأخير . ففي مفاعل الماء الثقيل يكون  $f$  أكبر مما في مفاعل الماء الخفيف .  
وبما ان مقاطع الامتصاص تختلف باختلاف مادة الوقود فان  $f$  يعتمد على مادة الوقود وعلى أخصاب هذه المادة .



الشكل (4 - 6)

واذا كان الوقود هو اليورانيوم فان  $f$  يتزايد مع تزايد الأخصاب . في الشكل (5 - 6) تشاهد منحنيات  $f$  بدلالة نسبة الماء الي اليورانيوم .



الشكل (5 - 6)



## الفصل السابع

### 7 - مناقشة حول الدورة النيترونية :

تحدّد المعاملات الستة ( $\eta, \epsilon, P_s, p, P_{th}, f$ ) عامل التكاثر في المفاعل . نناقش في هذه الفقرة تأثيرات هذه المعاملات في بعضها البعض .

#### 7-1 صيغة المعاملات الستة :

عند بداية دورة نيترونية يمتص عدد  $n_0$  من النيترونات في مادة الوقود . وفي نهاية هذه الدورة يتبقى في المفاعل عدد  $n_6$  من النيترونات بحيث :

$$n_6 = f \cdot P_{th} \cdot p \cdot P_s \cdot \epsilon \cdot \eta \cdot n_0$$

هذا العدد  $n_6$  من النيترونات يمتص من جديد في مادة الوقود وهكذا تغلق الدورة النيترونية . يشاهد في الشكل (7-1) مخطط رمزي لهذه الدورة . ان عامل التكاثر  $K$  هو عبارة عن عامل تضخيم لعدد النيترونات للدورة الواحدة وانه يساوي الى جداء المعاملات الستة المنوه عنها أعلاه .

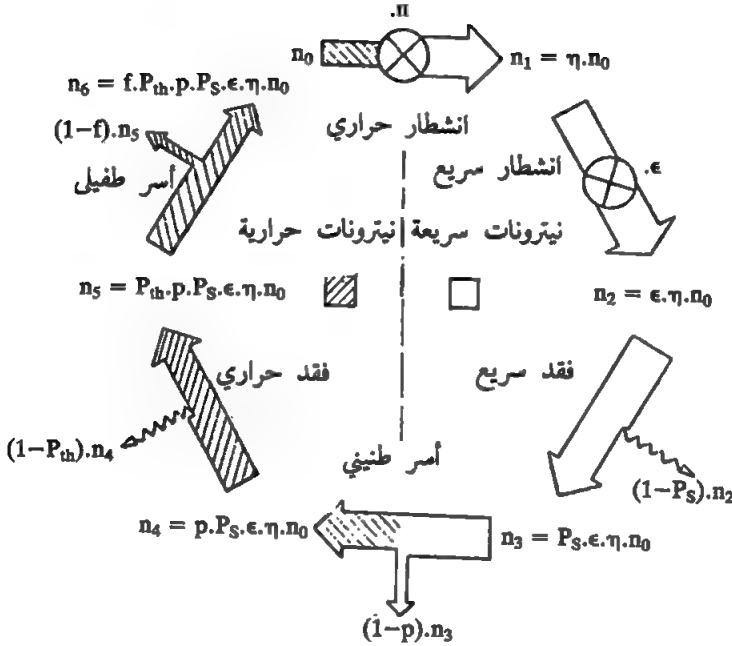
$$K = \eta \cdot \epsilon \cdot P_s \cdot p \cdot P_{th} \cdot f$$

$K$  : عامل التكاثر .

$\eta$  : المردود النيتروني .

$\epsilon$  : معامل الانشطار السريع .

- .  $P_S$  : معامل البقاء السريع .
- .  $p$  : الانتفاع من الاكتباح .
- .  $P_{th}$  : معامل البقاء الحراري .
- .  $f$  : الانتفاع الحراري .



الشكل (1-7)

يمكن بواسطة عناصر التحكم (قضبان التحكم وحوض البور) التحكم بالانتفاع الحراري  $f$  . بذلك يتم التحكم من خارج المفاعل بعامل التكاثر  $K$  . وإذا كان للمفاعل ان يظل حرجاً فانه يجب اختيار  $f$  بحيث  $K=1$  .

## 7-2 عامل التكاثر اللامتناهي :

ان المعاملات الستة وهي  $f, p, \epsilon, \eta, P_s, P_{th}$  تتعلق ببنية المفاعل . يجري تحديد  $p, \epsilon, \eta$  و  $f$  بوساطة مواد المفاعل فحسب : هندسة المفاعل لا تلعب أي دور . أما المقداران  $P_s$  و  $P_{th}$  فيعتمدان على مواد المفاعل وهندسته وهما يساويان بدقة الواحد لدى افتراض مفاهل لا متناهي الكبر . يرمز الى جداء المعاملات الأربعة الباقية بـ  $K_\infty$  :

$$K_\infty = \eta \cdot \epsilon \cdot p \cdot f$$

يسمى  $K_\infty$  عامل التكاثر اللامتناهي وهو عديم الأبعاد . لدى مفاعل لا متناهي الكبر يكون  $K_\infty$  مساوياً الى عامل التكاثر  $K$  .  
في حالة مفاعل عادي ، يعطى عامل التكاثر بالعلاقة :

$$K = K_\infty \cdot P_s \cdot P_{th}$$

إذا أريد للتفاعل المتسلسل الاستمرار ذاتياً والحفاظ على كيانه في مفاعل نووي ، يجب ان يكون هذا المفاعل حرجاً . هذا يعني :

$$K_\infty > 1 \leftarrow K = 1$$

## تصميم المفاعل :

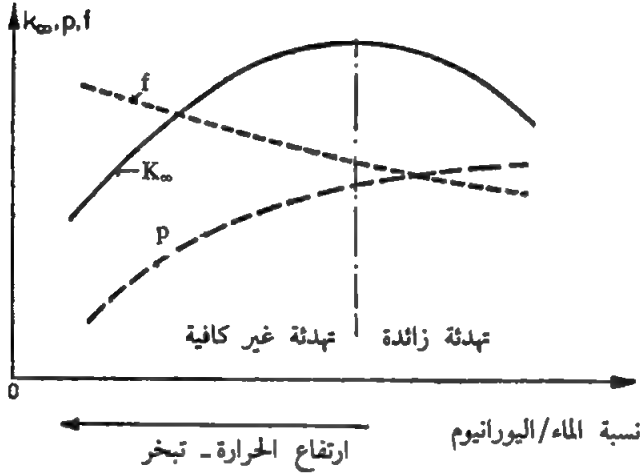
ان الترتيب المادي والهندسي لمادة الوقود والمهديء أي ما يسمى بالبنية الشبكية ، يحدّد بشكل وحيد عامل التكاثر اللامتناهي  $K_\infty$  . عندما يتم اختيار بنية شبكية في مفاعل ، يتحدد مسبقاً الكبر الحرج لهذا المفاعل . وبما ان قيمة  $K_\infty$  تحدّد بشكل وحيد بوساطة البنية الشبكية فان الجداء  $P_s \cdot P_{th}$  يتحدد بسهولة ومعه يتحدد الكبر الحرج للمفاعل لدى جعل  $K=1$  .

عندما يكون كبر المفاعل معطى مسبقاً يجب عندئذ اختيار مواد المفاعل . يمكن في حالة بنية شبكية مناسبة تحديد الأخصاب الأصغري أي تحديد المردود النيروني  $\eta$  الذي من أجله يصبح المفاعل حرجاً . وبما ان المردود النيروني يتناقص إبان شغل المفاعل بسبب استهلاك مواد الانشطار فانه قد يحصل لدى تصميم المفاعل تجاوز المقدار الحرج أو الأخصاب الأصغري . لذلك تضاف مواد ماصة اضافية لرفع قيمة عامل التكاثر .



### 7-3 تأثير نسبة الماء الى اليورانيوم :

ان نسبة الماء الى اليورانيوم هي مقدار هام في تصميم المفاعل ، انها تؤثر في عامل التكاثر اللامتناهي  $K_{\infty}$  . وان المعاملين  $f, p$  يعتمدان بشدة على نسبة الماء الى اليورانيوم في المفاعل . في حالة ارتفاع نسبة الماء الى اليورانيوم فان المعامل  $p$  يتزايد بينما يتناقص المعامل  $f$  . وبما ان  $\epsilon$  هو أكبر بقليل من الواحد و  $\eta$  مستقل عن نسبة الماء الى اليورانيوم فان  $K_{\infty}$  يتغير تناسبياً مع الجداء  $p.f$  . انظر الشكل (2-7) .



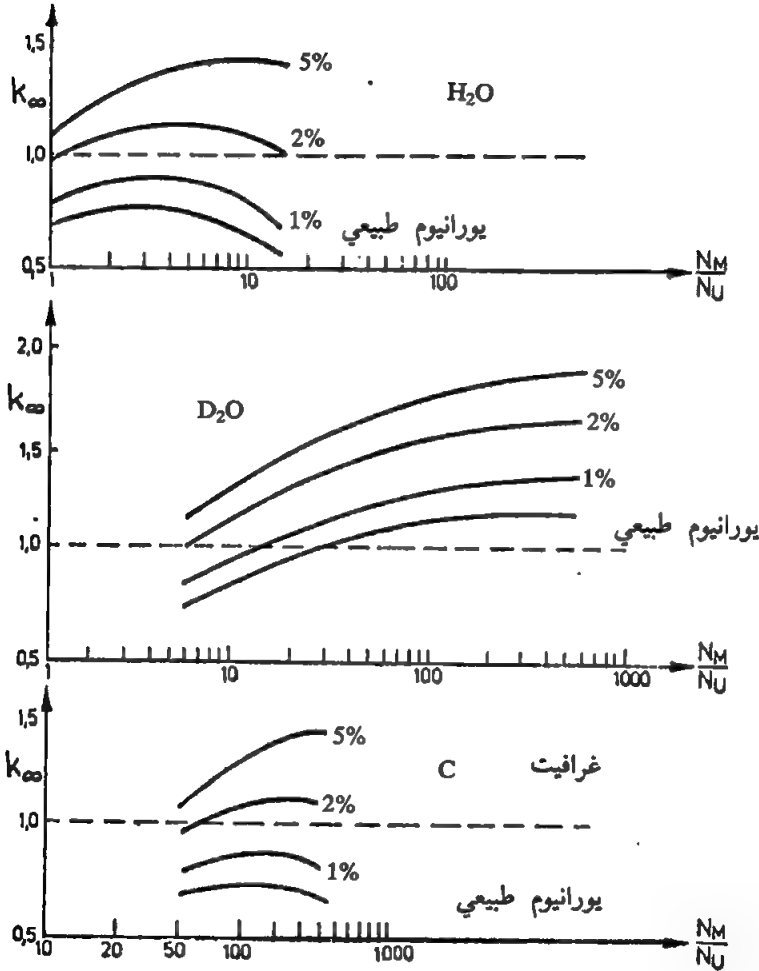
الشكل (2-7)

لدى أي مفاعل هناك قيمة أفضلية لنسبة الماء الى اليورانيوم تكون من أجلها قيمة المعامل  $K_{\infty}$  أعظمية . فإذا صغرت هذه النسبة يكون المفاعل مهدأ بشكل غير كاف وأما اذا كبرت هذه النسبة فان المفاعل يكون مهدأ أكثر من اللازم ، نقول انه فوق المهدأ .

ومن أجل أسباب أمنية فان المفاعل المهدأ بالماء يصمّم لكي يظل دوماً تحت المهدأ بحيث انه في حالة التبخر وارتفاع درجة الحرارة يتناقص العامل  $K_{\infty}$  ويتراجع بذلك التفاعل المتسلسل ذاتياً (آمان ذاتي) . يشاهد في الشكل (7-3) منحنيات

$K_{\infty}$  من أجل مزيج منتظم لمختلف اخصاصات شديدة لليورانيوم مع المهدئات الثلاثة ( $H_2O$ ,  $D_2O$ ,  $C$ ).

في الشكل (7 - 3) توجد على المحور الأفقي نسبة مزيج نوى المهدىء الى نوى مادة الوقود  $N_M/N_U$ .

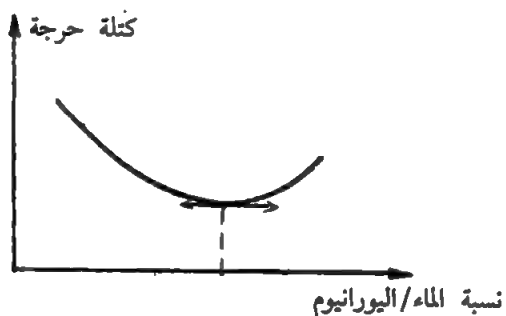


الشكل (7 - 3)

يتبين بوضوح من الشكل (7 - 3) ان مفاعل اليورانيوم الطبيعي المتجانس والمهدأ بالماء أو الغرافيت لا يمكن ان يصبح حرجاً لأن  $K_{\infty}$  في هذه الحالة لا يمكن ان يصل الى القيمة واحد .

#### 7 - 4 الكتلة الحرجة :

يحتاج المفاعل لكي يصبح حرجاً الى كمية مواد انشطار أصغرية . هذه الكمية الأصغرية من مادة الوقود يطلق عليها اسم الكتلة الحرجة . لا تعتمد الكتلة الحرجة للمفاعل على نوع مادة الانشطار كاليورانيوم 235 أو البلوتونيوم 239 وانما تحدّد من قبل كثير من العوامل . هكذا يحتاج مثلاً مفاعل سريع الى كمية حرجة تساوي خمسة وعشرين كيلوغراماً من اليورانيوم 235 بينما في مفاعل مكوّن من مزيج مناسب من الماء الثقيل و U-235 وعاكس فعال ، فان الكتلة الحرجة يجب ان تساوي تقريباً 200 g لكي يصبح المفاعل حرجاً . ان الكتلة الحرجة ستعتمد بالطبع على نسبة الماء الى اليورانيوم . وإذا كانت هذه النسبة أفضلية فان منحنى الكتلة الحرجة يتمتع بقيمة أصغرية . انظر الشكل (7 - 4) .



الشكل (7 - 4)

ان توضع مادة الوقود والمهديء له أيضاً تأثير على الكتلة الحرجة . فالتوضع غير المتجانس مقارنة مع التوضع المتجانس له انتفاع اكبر وانتفاع حراري  $f$  أصغر .

وفي حالة حساب مناسب لقضبان الوقود ، فان تكبير المعامل  $p$  له تأثير أكبر مما لتخفيض المعامل  $f$  بحيث ان الكتلة الحرجة لتوضع غير متجانس هي أصغر

منها في توضع متجانس . هذا يؤدي الى أن مفاعلاً غير متجانس (لليورانيوم والغرافيت) يمكن تشغيله بينما ذلك سيكون مستحيلاً لدى مزيج متجانس . ان مفاعل اليورانيوم الطبيعي المبرد بالماء الخفيف لا يمكن ان يصبح حرجاً في حالة توضع غير متجانس .  
يؤثر العاكس أيضاً على الكتلة الحرجة . ان العاكس الفعال يمنع انفلات النيوترونات السريعة والحرارية ( $P_s$  و  $P_{th}$ ) ويقلل بذلك من قيمة الكتلة الحرجة .



## الفصل الثامن

### 8 - الموازنة النيترونية :

يمكن حساب التصرف الزمني لعدد النيترونات في المفاعل بطريقة سهلة وذلك بوساطة الموازنة النيترونية . وللتنبؤ المسبق عن عدد النيترونات فإنه يكفي معرفة عدد النيترونات عند زمن محدد ومعرفة تغيراته في بيئة من الزمن . ان عدد النيترونات يتغير من خلال التفاعل المتبادل للنيترونات مع مواد المفاعل كالامتصاص والتبعثر . وإذا علم هذا العدد من التفاعل المتبادل أمكن وضع معادلة الموازنة النيترونية .

### 8 - 1 معادلة الموازنة النيترونية :

يعبر عن الموازنة بين النيترونات المولدة والضائعة بالمعادلة :

تغير عدد النيترونات = الريج من النيترونات - الضياع منها  
أو في بيئة زمنية لدينا :

تغير عدد النيترونات في بيئة زمنية = معدل الريج - معدل الضياع

يجري في هذه الفقرة حساب معدل الريج والضياع وبعد ذلك يتم وضع معادلة الموازنة للنيترونات .

## 8 - 2 معدل التفاعل :

لوصف معدل الربح والضياع نطبق مفهوم معدل التفاعل الذي يرمز اليه بـ RR والذي يدل على كمية التفاعلات النووية التي تحدث في بيئة زمنية في مواد المفاعل .

نهتم في الفيزياء النووية بمعدل التفاعل الذي يحدث لدى عدد محدد N من النوى الذرية .

$$RR = \sigma \cdot N \cdot \phi$$

أما في فيزياء المفاعلات فيهمنا عدد التفاعلات النووية التي تحدث في حجم

$$RR = \Sigma \cdot V \cdot \phi ; N = N^0 \cdot V ; \Sigma = \sigma \cdot N^0 \cdot V \text{ المفاعل}$$

يجب الانتباه هنا بان المقاطع العيانية  $\Sigma$  للمفاعل يجب ان تحدد من قبل مزيج من مختلف النويات :

$$\Sigma = \sigma_1 \cdot N_1^0 + \sigma_2 \cdot N_2^0$$

(مفاعل)

نعالج في علم تحريك المفاعلات التصرف الزمني لعدد النيوترونات n . في هذه الحالة ان معدل التفاعل هو :  $RR = v \cdot \Sigma \cdot n$  . حيث :

RR : معدل التفاعل .

v : سرعة النيوترونات [ $\text{cm}, \text{s}^{-1}$ ] في مفاعل حراري .

$\Sigma$  : المقطع العياني الفعال [ $\text{cm}^{-1}$ ] .

n : عدد النيوترونات [-] .

نحصل على هذه العبارة عندما نعوض في المعادلة  $RR = \Sigma \cdot V \cdot \phi$  عن كثافة التدفق  $\phi$  النيروني بقيمتها  $\frac{v \cdot n}{V}$  .

$$\phi = v \cdot n^0 = \frac{n}{V} \cdot v$$

### 8 - 3 معدل الناتج :

يأتي الربح من النيوترونات في مفاعل بصرف النظر عن المصادر النيوترونية الخارجية من خلال الانشطار النووي .

إذا امتصت النيوترونات من قبل مادة الوقود تحدث انشطارات الى جانب الأسر  $(n, \gamma)$  وان عدد الانشطارات التي تحدث في بيئة زمنية في المفاعل يعطى من قبل معدل الانشطارات  $RR_f = v \cdot \Sigma_f \cdot n$  .

وبما انه ينتج عدد  $v$  من النيوترونات السريعة في الانشطار الواحد فان  $vRR_f$  يكون الربح من النيوترونات السريعة في بيئة زمنية .

$$v \cdot RR_f = v \cdot v \cdot \Sigma_f \cdot n$$

تستطيع هذه النيوترونات السريعة احداث انشطارات اخرى (عامل الانشطار السريع  $\epsilon$ ) ويمكنها ايضاً ان تنفلت من المفاعل إبان الاكبتاح (عامل البقاء السريع  $P_s$ ) أو ان تمتص (انتفاع الاكبتاح  $p$ ) . وان الناتج من النيوترونات الحرارية في بيئة من الزمن أي ان معدل الناتج  $RR_p$  يعطى من العلاقة :

$$RR_p = \epsilon \cdot P_s \cdot p \cdot v \cdot \Sigma_f \cdot n$$

ان المقدار  $\epsilon \cdot P_s \cdot p \cdot v$  يرمز اليه بـ  $v_{eff}$  . فالمردود الانشطاري الفعال  $v_{eff}$  يمثل المردود الانشطاري المتعلق بالمفاعل من أجل النيوترونات الحرارية وبالطبع فانه دوماً أصغر من  $v$  وبالتعويض لدينا :

$$RR_p = v_{eff} \cdot v \cdot \Sigma_f \cdot n ; v_{eff} = \epsilon \cdot P_s \cdot p \cdot v$$

نرمز الى المقدار  $(v_{eff} \cdot v \cdot \Sigma_f)$  بـ  $\mathcal{P}$  الذي يطلق عليه اسم احتمالية الناتج .  
يعبر اذن عن معدل الناتج بالعلاقة :

$$RR_p = \mathcal{P} \cdot n ; \mathcal{P} = v_{eff} \cdot v \cdot \Sigma_f$$

حيث :

$RR_p$  : معدل الناتج  $[s^{-1}]$

$\mathcal{P}$  : احتمالية الناتج  $[s^{-1}]$

$n$  : عدد النيوترونات  $[-]$



ان معدل الناتج يتناسب مع عدد النيوترونات  $n$  . أما احتمال الناتج  $\mathcal{P}$  فيعتمد فحسب على بنية المفاعل (هندسة المفاعل ومواده) وهو بذلك يحتفظ بذات القيمة من أجل جميع الاعداد النيوترونية .

#### 8 - 4 معدل الامتصاص :

ان جزءاً من الضياع النيروني سببه الامتصاص الذي يمكن ان يحدث في أي من مكونات المفاعل أو مواده . في كل تفاعل امتصاصي يضيع نيوترون واحد . أما الضياع الناتج عن فقد النيوترونات الحرارية في بيئة زمنية فيعطى من معدل الامتصاص  $RR_A$  .

حيث :

$$RR_A = v \cdot \Sigma_a \cdot n$$

يرمز الى المقدار  $(v \cdot \Sigma_a)$  بـ  $\mathcal{A}$  ويسمى احتمالية الامتصاص . يعطى معدل الامتصاص الآن بالعبرة :

$$RR_A = \mathcal{A} \cdot n ; \mathcal{A} = v \cdot \Sigma_A$$

$RR_A$  : معدل الامتصاص  $[s^{-1}]$

$\mathcal{A}$  : احتمالية الامتصاص  $[s^{-1}]$

$n$  : عدد النيوترونات  $[-]$

يتناسب معدل الامتصاص  $RR_A$  مع عدد النيوترونات  $n$  في المفاعل . أما احتمالية الامتصاص  $\mathcal{A}$  فتعتمد على مواد المفاعل وبذلك فانه يحتفظ بذات المقدار من أجل أي عدد من النيوترونات .

يجب الملاحظة بانه لا يحدث في مادة الانشطار للمفاعل انتاج نيوترونات فحسب وإنما أيضاً امتصاص من النيوترونات . (لأحداث انشطار واحد نحن بحاجة الى نيوترون واحد) الذي يمتص ويعتبر بذلك ضائعاً .

ان مقطع الامتصاص العياني  $\Sigma_a$  لمادة الانشطار هو دوماً أكبر من مقطع الانشطار  $\Sigma_f$  لهذه المادة لأن  $\Sigma_a = \Sigma_f + \Sigma_v$  .

في حالة ارتفاع تركيز مادة الانشطار (مثلاً من خلال زيادة الأخصاب) يتزايد ليس  $\Sigma_f$  فحسب الذي يؤدي الى تزايد معدل الناتج  $RR_P$  وإنما أيضاً  $\Sigma_a$  الذي يؤدي الى تزايد معدل الامتصاص  $RR_A$ .

#### 8-5 معدل الضياع أو الفقد :

تتحرك النيوترونات الحرارية بسرعة عالية نسبياً في قلب المفاعل وتحدث في نوى ذرات مواد المفاعل تفاعلات تبعثر وان عدد التبعثرات التي تحدث في المفاعل في بيئة زمنية تعطى من العلاقة التالية :

$$RR_S = v \cdot \Sigma_s \cdot n$$

حيث  $RR_S$  هو معدل التبعثر .

أما النيوترونات التي تتحرك على حافة المفاعل فيمكن ان تتبعثر الى خارجه . ويشكل هذا التبعثر بالطبع فقداً نيوترونياً .

أما الفقد من النيوترونات الحرارية في بيئة زمنية فيعطى من قبل معدل الفقد أو الضياع  $RR_L$  :

$$RR_L = \mathcal{L} \cdot n ; \mathcal{L} = v \cdot D \cdot B^2$$

حيث :

$v$  : سرعة النيوترونات [ $\text{cm.s}^{-1}$ ]

$D$  : ثابتة الانتثار [ $\text{cm}$ ]

$B^2$  : التحديد الهندسي [ $\text{cm}^{-2}$ ]

$RR_L$  : معدل الفقد [ $\text{cm}^{-1}$ ]

$\mathcal{L}$  : احتمال الفقد أو الضياع

$n$  : عدد النيوترونات [-]

فبدلاً من المقدار  $v \cdot \Sigma_s$  الذي يمثل احتمال حدوث تبعثر ، هناك المقدار  $v \cdot D \cdot B^2$  الذي هو احتمال هروب أو انفلات نيوترون واحد من المفاعل . ان انفلات نيوترون واحد من المفاعل يعتمد من جهة بخاصية التبعثر ( $D$ ) ومن جهة اخرى يعتمد على تكوين المفاعل ( $B^2$ ) . ان معدل الفقد هو بالطبع أصغر بكثير من معدل

التبعثر لأنه في حالات قليلة فحسب يتمكن النيوترون من الانفلات الى خارج المفاعل . وفي مفاعل لا متناهي الكبر يكون الفقد غير موجود .  
ان معدل الفقد  $RR_L$  يتناسب مع عدد النيوترونات في المفاعل بينما يعتمد احتمال الفقد  $\Sigma$  على بنية المفاعل فحسب وبذلك له ذات القيمة مهما كان عدد النيوترونات .

#### ثابت الانتثار (أو التبعثر) :

ان ثابت الانتثار يعتمد فقط على خواص التبعثر لمواد المفاعل . وان  $D$  يساوي ثلث المسافة التي يقطعها نيوترون حراري بدء من تبعثر الى التبعثر الذي يليه .

$$D = \frac{1}{3 \cdot \Sigma_s}$$

#### التحديب الهندسي :

ان التحديب الهندسي  $B^2$  يعتمد فحسب على التكوين الهندسي للمفاعل أي كبره وشكله . من أجل المفاعلات الصغيرة فان  $B^2$  يكون كبيراً (احتمال كبير ان ينفلت نيوترون) ، ومن أجل المفاعلات الكبيرة فان  $B^2$  يكون صغيراً (احتمال صغير ان ينفلت نيوترون) . ومن أجل المفاعل اللامتناهي يكون التحديب الهندسي منعدماً ( $B^2=0$ ) .

يحسب التحديب الهندسي من أجل مفاعل اسطواني بالعلاقة التالية :

$$B^2 = \left( \frac{\pi}{h} \right)^2 + \left( \frac{2.41}{r} \right)^2$$

$h$  : هو ارتفاع الاسطوانة [cm]

$r$  : هو نصف قطر الاسطوانة [cm]

#### 8 - 6 معدل الدمار :

بما ان الامتصاص وكذلك الفقد يمثلان ضياعاً من النيوترونات فانه من المعتاد تمثيلها بعلاقة واحدة هي معدل الدمار  $RR_D$  الذي يعطى بالعلاقة :

$$RR_D = RR_A + RR_L$$

$$\mathcal{D}.n = \mathcal{A}.n + \mathcal{L}.n$$

$$RR_D = \mathcal{D}.n ; \mathcal{D} = v.\Sigma_a + v.D.B^2$$

حيث :

$RR_D$  : معدل الدمار  $[s^{-1}]$

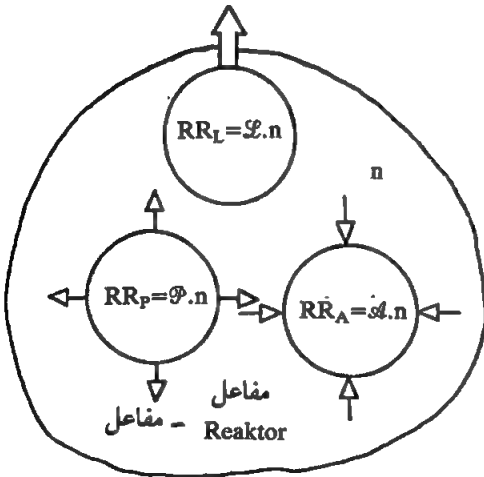
$\mathcal{D}$  : احتمال الدمار  $[s^{-1}]$

$n$  : عدد النيوترونات

ان معدل الدمار يتناسب مع عدد النيوترونات  $n$  في المفاعل . وان احتمال الدمار  $\mathcal{D}$  يأخذ بعين الاعتبار كامل الفقد النيروني . أما  $\mathcal{A}$  فيعتمد على بنية المفاعل فقط وله ذات القيمة مهما كان عدد النيوترونات .

## 8 - 7 معادلة الموازنة :

نستطيع بوساطة معدل الناتج  $RR_P$  ومعدل الدمار  $RR_D$  وضع معادلة الموازنة للنيوترونات في المفاعل .  
هذه المعادلة تكتب كالتالي :



$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = RR_P - RR_D$$

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \mathcal{P}.n - \mathcal{D}.n$$

الشكل (8 - 1)

تغير عدد النيوترونات لبينة من الزمن = معدل الربح - معدل الفقد  
إن معادلة الموازنة البسيطة هذه هي سارية المفعول بشكل محدود ويمكن  
بوساطتها معالجة حالات المفاعل التي فيها لا يطرأ تغير في عدد النيوترونات .  
أما إذا تغير عدد النيوترونات فإننا نضطر الى التمييز بين النيوترونات الفورية  
والنيوترونات المتأخرة .  
سنعالج معادلة الموازنة العامة في الفصل العائد الى المفاعل في مجال  
الاقلاع .

## الفصل التاسع

### 9 - مقادير التحريك الأساسية :

تم في الفقرة السابقة ادخال مفهوم احتمال الناتج  $\Phi$  واحتمال الدمار  $\Psi$  . وبوساطة هاتين القيمتين يمكن وصف بنية المفاعل تماماً . ومن المعتاد ان نستعمل بدلاً من هاتين القيمتين قيماً أساسية كفترة الحياة وعامل التكاثر وزمن التوالد والتفاعلية . نناقش تباعاً العلاقة بين القيم الأساسية التحريكية هذه والقيم  $\Phi$  و  $\Psi$  .

#### 9 - 1 فترة الحياة :

ان فترة الحياة ويرمز إليها بـ  $l$  هو الزمن الذي يستغرقه نيوترون واحد لكي يستكمل دورة نيوترونية كاملة . طيلة هذا الزمن تفقد جميع النيوترونات التي كانت موجودة في بداية الدورة النيوترونية . إما ان تمتص داخل المفاعل أو تنفلت منه وهكذا يمكن ان نعرّف فترة الحياة  $l$  كالتالي :

ان فترة الحياة  $l$  هو الزمن الذي تفقد خلاله جميع النيوترونات التي كانت موجودة في المفاعل عند بداية الدورة النيوترونية وذلك بالامتصاص أو بالفقد . لنفترض ان عدداً  $n_0$  من النيوترونات كان موجوداً في بداية الدورة النيوترونية . وبما انه يفقد عدد  $\Psi.n_0$  منها خلال بيئة من الزمن فان الفقد النيوتروني طيلة زمن الحياة  $l$  يكون  $\Psi.n_0.l$  .

وبموجب تعريف فترة الحياة أو زمن الحياة فإن عدد النيوترونات  $\mathcal{D}.n_0.\ell$  يساوي عدد النيوترونات  $n_0$  الذي كان موجوداً في البداية .  
إذن :

$$\mathcal{D}.n_0.\ell = n_0 \rightarrow \ell = \frac{1}{\mathcal{D}}$$

$\ell$  : زمن الحياة [s]

$\mathcal{D}$  : احتمال الدمار [s<sup>-1</sup>]

## 9 - 2 زمن التوالد :

تختفي جميع النيوترونات خلال الدورة النيوترونية بسبب الامتصاص والفقد غير انه تتوالد بسبب الانشطار نيوترونات جديدة . ويمضي زمن محدد كيمياً يتوالد عدد من النيوترونات بسبب الانشطار مساوٍ لعدد النيوترونات التي كانت موجودة في بداية الدورة النيوترونية .

هذا الزمن يسمى زمن التوالد ويرمز إليه بـ  $\lambda$  .

إذا كان عدد  $n_0$  من النيوترونات موجوداً في بداية الدورة النيوترونية فانه يتوالد في بينة من الزمن عدد من النيوترونات يساوي  $\mathcal{P}.n_0$  وخلال زمن التوالد يتوالد بالطبع عدد من النيوترونات يساوي  $\mathcal{P}.n_0.\lambda$  . وبموجب تعريف زمن التوالد فإن العدد  $\mathcal{P}.n_0.\lambda$  من النيوترونات يساوي عدد النيوترونات  $n_0$  الذي كان موجوداً في البداية :

$$\mathcal{P}.n_0.\lambda = n_0 \rightarrow \lambda = \frac{1}{\mathcal{P}}$$

إذن :

$\lambda$  : زمن التوالد [s]

$\mathcal{P}$  : احتمال الناتج [s<sup>-1</sup>]

ان زمن التوالد يتناسب عكساً مع احتمال الناتج  $\mathcal{P}$  . على عكس زمن الحياة فإن زمن التوالد لا تؤثر فيه عناصر التحكم وهو بذلك ثابت في كثير من حالات عمل المفاعل . لهذا السبب يكون من المفيد الابقاء على زمن التوالد في معادلة الموازنة .

بالتعويض عن  $\mathcal{P}$  بقيمته نحصل على :

$$\Lambda = \frac{1}{v_{\text{eff}} \cdot v \cdot \Sigma_f}$$

يتناسب زمن التوالد عكساً مع كثافة مادة الانشطار في المفاعل ويبلغ هذا الزمن في المفاعلات المهدأة بالماء تقريباً  $10^{-4} \text{ s}$ .

مثال : كم يبلغ زمن التوالد لمفاعل فيه مقطع الانشطار العياني  $\Sigma_f = 0,04$  علماً بأن  $v_{\text{eff}} = 2,0$ .

$$\Lambda = \frac{1}{v_{\text{eff}} \cdot v \cdot \Sigma_f} = \frac{1}{2,0 \cdot 2,2 \cdot 10^5 \text{ cm.s}^{-1} \cdot 0,04} = 5,68 \cdot 10^{-5} \text{ s}$$

### 9 - 3 عامل التكاثر :

لقد عرف عامل التكاثر في الفقرات السابقة .

ليكن  $n_0$  عدد النيوترونات الموجودة في بداية الدورة النيوترونية . وخلال هذه الدورة يفقد عدد من النيوترونات مساوياً لـ  $\mathcal{D} \cdot n_0 \cdot \ell$  . بينما يتوالد عدد من النيوترونات مساوياً لـ  $\mathcal{P} \cdot n_0 \cdot \ell$ .

ان عدد النيوترونات الموجودة في نهاية الدورة يمكن تحديده كالآتي :

$$n_1 = n_0 - \mathcal{D} \cdot n_0 \cdot \ell + \mathcal{P} \cdot n_0 \cdot \ell = K \cdot n_0$$

بالاستناد الى تعريف زمن الحياة :  $\mathcal{D} \cdot n_0 \cdot \ell = n_0$

يمكن تبسيط العلاقة السابقة كالآتي :

$$\mathcal{P} \cdot n_0 \cdot \ell = K \cdot n_0$$

$$K = \mathcal{P} \cdot \ell \rightarrow K = \frac{\mathcal{P}}{\mathcal{D}}$$

حيث :

$K$  : عامل التكاثر

$\mathcal{P}$  : احتمال الناتج



⌘ : احتمال الدمار .  
 ان عامل التكاثر هو اذن نسبة الربح النيتروني  $\mathcal{P}$  بسبب الانشطار الى  
 الضياع النيتروني  $\mathcal{D}$  بسبب الامتصاص والفقد .

#### 9 - 4 التفاعلية :

عرفت التفاعلية  $\rho$  سابقاً بالعلاقة :

$$\rho = \frac{K-1}{K}$$

يعوض عن  $K$  بقيمتها  $\frac{\mathcal{P}}{\mathcal{D}}$  فنحصل على :

$$\rho = \frac{\mathcal{P}-\mathcal{D}}{\mathcal{P}}$$

حيث :

$\rho$  : التفاعلية [-]

$\mathcal{P}$  : احتمال الناتج .

$\mathcal{D}$  : احتمال الدمار .

تظهر غالباً إبان عمل المفاعل اضطرابات في الحالة الحرجة . نحسب  
 التفاعلية بسهولة لدى المفاعلات التي يطرأ عليها اضطراب في الفقرات اللاحقة .  
 نعوض عن  $\mathcal{P}$  و  $\mathcal{D}$  بقيمتها في علاقة التفاعلية السابقة نحصل على :

$$\rho = \frac{v_{eff} \cdot \Sigma_f - \Sigma_a - D \cdot B^2}{v_{eff} \cdot \Sigma_f}$$

تعتمد التفاعلية  $\rho$  كما هو واضح من المعادلة السابقة على بنية المفاعل .

#### 9 - 5 وصف لحالة المفاعل :

يمكن وصف حالة المفاعل اما بواسطة احتمالات التفاعل  $\mathcal{P}$  و  $\mathcal{D}$  أو بواسطة  
 المقادير الأساسية التحريكية  $k$  و  $\ell$  أو من خلال التفاعلية  $\rho$  و  $\lambda$  . وبمساعدة عنصر

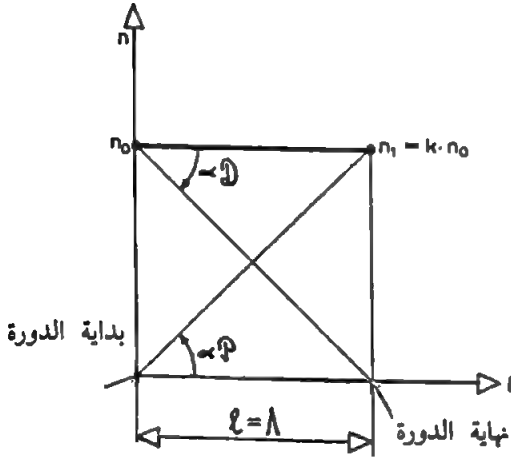
التحكم (قضبان التحكم أو حمض البور) نستطيع التأثير على المفاعل بوسائل خارجية . في الواقع ، لدى توضع محدد لعناصر التحكم يمكن تغيير المقادير  $\ell, k, \mathcal{D}$  و  $\rho$  بينما تظل المقادير  $\mathcal{P}$  و  $\wedge$  محافظة على قيمها بدقة .

الحالة الحرجة :

يكون المفاعل حرجاً أو يسمى حرجاً عندما يكون عدد النيوترونات الناتج عن الانشطار مساوياً لعدد النيوترونات الضائعة بسبب الامتصاص والفقد .

$$\left\{ \begin{array}{l} RR_P = RR_D \\ \mathcal{P} = \mathcal{D} \end{array} \right. \quad \text{مفاعل حرج :}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} K=1, \rho=0 \\ \wedge = \ell \end{array} \right. \quad \text{في حالة المفاعل الحرج لدينا :}$$

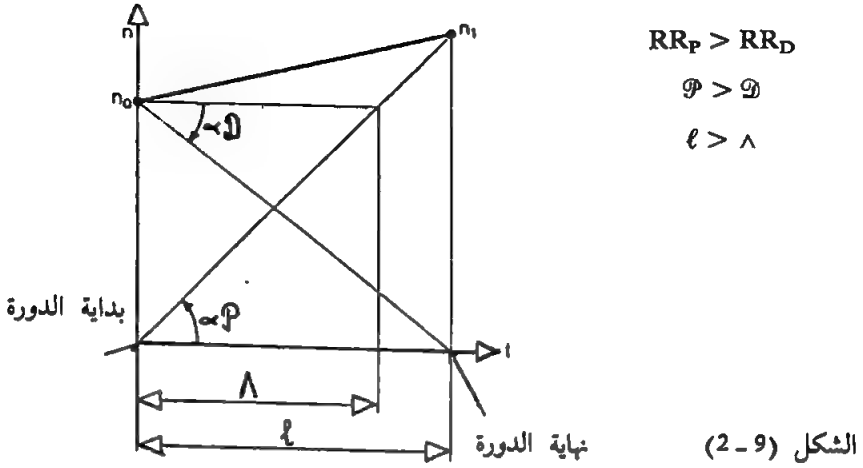


الشكل (9 - 1)

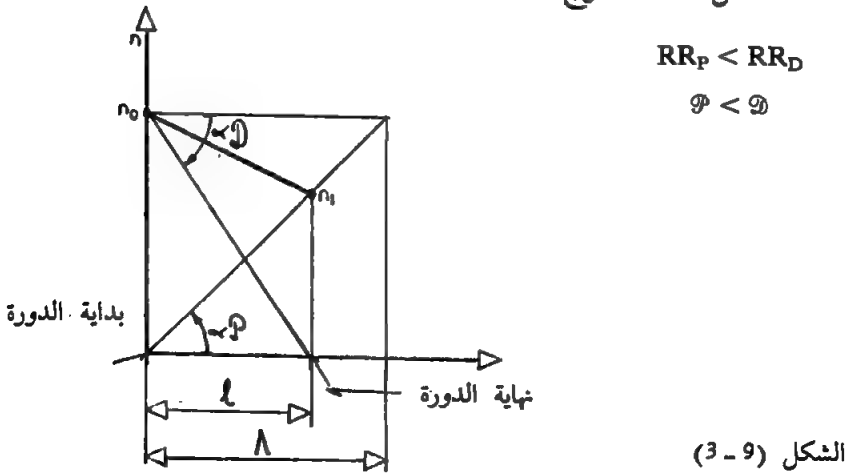
الحالة فوق الحرجة :

يسمى المفاعل فوق الحرج عندما يكون عدد النيوترونات المولدة بالانشطار أكبر من عدد النيوترونات الضائعة بسبب الامتصاص والفقد .

مفاعل فوق الحرج :  
في حالة المفاعل فوق الحرج لدينا :



الحالة تحت الحرجة :  
يكون المفاعل في حالة تحت الحرجة عندما يولد عدد من النيوترونات في الانشطار أقل مما يفقد بسبب الامتصاص والفقد .  
مفاعل تحت الحرج :



في المفاعل تحت الحرج لدينا :  $\ell < \Lambda$

9-6 معادلة الموازنة التحريكية :

ان معادلة الموازنة النيترونية لمفاعل نووي هي :

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \mathcal{P}.n - \mathcal{D}.n = (\mathcal{P}-\mathcal{D}).n$$

انه من الأفضل تبديل  $\mathcal{P}$  و  $\mathcal{D}$  بـ  $\rho$  و  $\Lambda$  في معادلة الموازنة النيترونية .

بذلك نحصل على العلاقة :

$$\mathcal{P} - \mathcal{D} = \frac{\rho}{\Lambda}$$

بالتعويض في معادلة الموازنة النيترونية لدينا :

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{\rho}{\Lambda} . n$$

ان كتابة المعادلة السابقة بدلالة  $\rho$  و  $\Lambda$  هي المفضلة لأن زمن التوالد  $\Lambda$  يعتمد فحسب على كثافة مادة الانشطار ولا يتأثر بعناصر التحكم . هذا من جهة ومن جهة أخرى سيسهل حساب الاضطرابات التي تطرأ على المفاعل بمساعدة هذه المعادلة .

لا تطبق معادلة الموازنة النيترونية هذه إلا في حالة عدم تغير عدد النيوترونات . لم يؤخذ في هذه المعادلة بعين الاعتبار وجود النيوترونات الفورية والمتأخرة .

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة

## مكتبتني الخاصة

على موقع ارشيف الانترنت

## الرباط

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

## الفصل العاشر

### 10 - تصرف المفاعل في مجال المنبع :

يوضَّع في كل مفاعل منبع مولد لنيوترونات يحور في كل بيئة زمنية عدداً ثابتاً من النيوترونات . تقدم هذه المنابع في مفاعل تحت الحرج عدداً مستقراً من النيوترونات يتعلق بحالة هذا المفاعل . ان مجال الاستطاعة الذي يُحدد فيه عدد النيوترونات من قبل المنبع النيروني يسمى مجال المنبع .  
نناقش تصرف المفاعل في مجال المنبع من خلال الفقرات الآتية :

### 10-1 المفاعل المستقر دون الأخذ بعين الاعتبار المنبع :

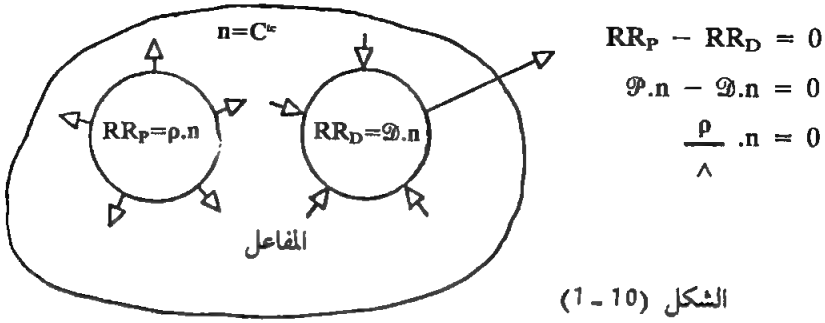
تعالج معادلة الموازنة في مفاعل مستقر في البداية دون الأخذ بعين الاعتبار نيوترونات المنبع .

يعتبر المفاعل مستقراً عندما لا يتغير عدد النيوترونات مع الزمن أي في حالة المعادلة :

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = 0$$

تعني هذه المعادلة أن معدل الربح يساوي معدل الضياع في مفاعل ليس فيه منبع .

يعطى معدل الضياع من خلال معدل الدمار ومعادلة التوازن في مفاعل مستقر دون منبع تكاتب كالآتي :



نرى من خلال معادلات الموازنة هذه ان مفاعلاً مستقراً خلا من منبع نيوتروني هو دوماً حرج ( $\rho=0$ ). ان عدد النيوترونات المستقر هو مع ذلك غير محدد ويمكن ان يأخذ قيماً كيفية وان  $n=0$  هي معادلة مستحيلة من الناحية الفيزيائية .

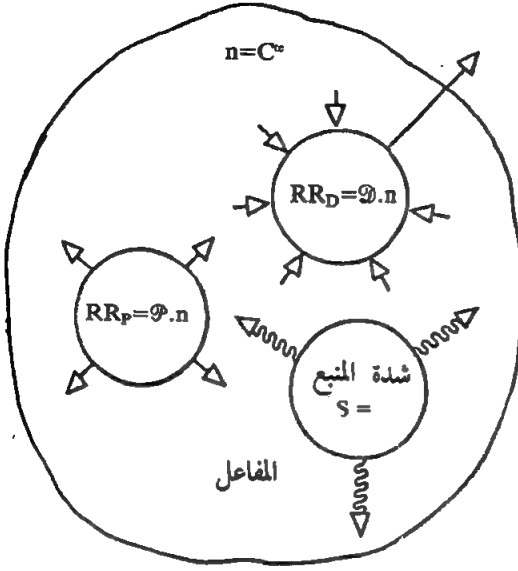
## 10 - 2 المفاعل المستقر ذو المنبع النيوتروني :

كما تقدم وذكرنا انه لدى أي مفاعل يوجد منبع نيوتروني يقدم خلال بيئة زمنية عدداً محدداً من النيوترونات . وان عدد النيوترونات في بيئة زمنية المنبع من المنبع يعطى بواسطة شدة المنبع التي يرمز اليها بـ  $S$  . وتمثل شدة المنبع في معادلة الموازنة معدل ربح . وعلى عكس معدل الناتج فان معدل الربح هذا للمنبع لا يعتمد على عدد نيوترونات المفاعل .

في حالة عدد صغير من النيوترونات يمكن ان تكون  $S$  أكبر من معدل الناتج . وفي حالة عدد كبير من النيوترونات فان معدل الناتج يكون أكبر بكثير من  $S$  وبذلك يمكن اهمال المنبع في معادلة الموازنة وتظل عندئذ الاعتبارات المتعلقة بالمفاعل المستقر سارية المفعول كما كان الحال لدى أي مفاعل يخلو من منبع النيوترونات . ان عدد النيوترونات هو مع ذلك قليل في جال المنبع ولذلك فان شدة المنبع تساهم بشكل جيد في معدل الربح . وفي مفاعل مستقر ذي منبع نيوتروني يجب لهذا السبب على معدل الناتج ان يكون أصغر من معدل الدمار ، هذا يعني ان يكون

المفاعل تحت الحرج .

ان معادلة الموازنة لمفاعل مستقر ذي منبع هي :



$$RR_P + S - RR_D = 0$$

$$\rho \cdot n - \beta \cdot n + S = 0$$

$$\frac{\rho}{\Lambda} \cdot n + S = 0$$

الشكل (10 - 2)

$\rho$  : التفاعلية [-]

$\Lambda$  : زمن التوالد [s]

$n$  : عدد النيوترونات [-]

$S$  : شدة المنبع [ $s^{-1}$ ]

يستنتج من معادلة الموازنة السابقة ان مفاعلاً مستقراً ذا منبع نيوتروني يجب ان يكون دوماً تحت الحرج ( $\rho < 0$ ) .

10 - 3 التكاثر تحت الحرج :

يتواجد كما يلاحظ من خلال معادلة الموازنة في أي مفاعل حرج عدد ثابت من النيوترونات يعطى من العلاقة :

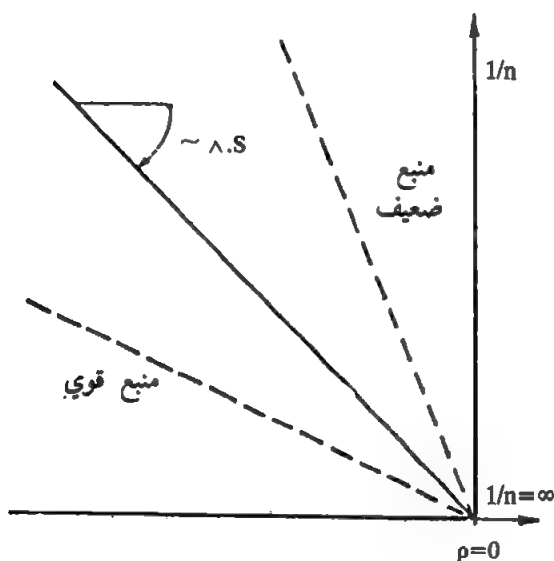
$$n = \frac{\Lambda \cdot S}{-\rho}$$



ان المفاعل ذا المنبع يكون تحت الحرج بشدة لدى وجود عدد صغير من النيوترونات ويكون تحت الحرج قليلاً لدى وجود عدد عال من النيوترونات . وبما ان  $\lambda$  و  $S$  تكون ثابتة في مفاعل محدد فان جداء عدد النيوترونات بالفاعلية هو أيضاً ثابت . يلاحظ ذلك من المعادلة السابقة .

$$n \cdot \rho = C^e \rightarrow \rho_2 \cdot n_2 = \rho_1 \cdot n_1$$

تناسب الفاعلية في حالة مفاعل تحت الحرج وذوي منبع نيروني عكساً مع عدد النيوترونات . ان العلاقة بين  $\rho$  و  $\frac{1}{n}$  تشاهد في الشكل (10 - 3) .



الشكل (10 - 3)

في حالة مفاعل حرج ( $\rho=0$ ) يتزايد عدد النيوترونات ببطء . ذلك يعتمد بشدة على المنبع . في الواقع عندما  $\rho=0$  فان عدد النيوترونات  $n \rightarrow \infty$  أي ان المفاعل لا يمكن ان يكون مستقراً .

لذلك فان الحالة الحرجة للمفاعل لا يمكن ان تقاس مخبرياً ولكن لدى تزايد تدريجي في الفاعلية بدءاً من الحالة تحت الحرجة يمكن الوصول الى حالة حرجة

تقريبية . ان ارتفاع عدد النيوترونات الناتج من خلال هذه العملية يسمح بطريقة الاستيفاء بالوصول الى معرفة مسبقة للحالة الحرجة .  
يسمى التحديد الاختباري للحالة الحرجة الاختبار الحرج .

#### 10- 4 الاختبار الحرج :

يسمح التكاثر تحت الحرج بتحديد مسبق لحالة المفاعل الحرجة . يجري تزايد التفاعلية في مفاعل تحت الحرج من خلال أربع طرائق هي :  
أولاً : زيادة الأخصاب في مواد الوقود أو زيادة كثافة مادة الوقود ، بذلك ترتفع نسبة الناتج النيوتروني الى الامتصاص النيوتروني أي يتزايد المقدار  $\frac{p}{\beta}$  وبذلك تزايد قيمة التفاعلية  $\rho$  .

ثانياً : زيادة تعبئة عناصر الوقود ، ذلك ينقص قيمة الفقد أي ينقص قيمة  $\beta$  ويزيد قيمة  $\rho$  .

ثالثاً : سحب قضبان التحكم : ذلك يؤدي الى انقاص الامتصاص ( $\beta$ ) تزايداً وأيضاً ( $\rho$ ) .

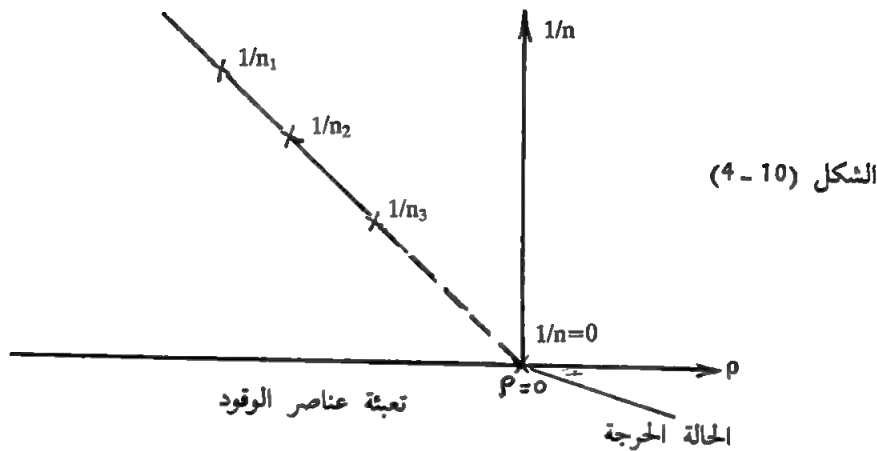
رابعاً : انقاص تركيز حمض البور في المهدىء . ذلك ينقص قيمة الامتصاص . بينما يستفاد من الامكانية الأولى في التصميم النظري للمفاعل ، يستفاد من الامكانيات الثلاث المتبقية لتحديد الحالة الحرجة تجريبياً .  
كيفية اجراء الاختبار الحرج :

يقاس عدد النيوترونات  $n_1$  في حالة المفاعل تحت الحرجة ثم يعين في المخطط مقلوب  $n_1$  أي  $\frac{1}{n_1}$  . ثم يتم تزايد التفاعلية تدريجياً لدى التعبئة التدريجية للمفاعل أو لدى اقلع المفاعل بسحب قضبان التحكم أو بانقاص تركيز حمض البور .

يتزايد تدريجياً عدد النيوترونات . يقاس هذا العدد عند كل خطوة ثم تحدد

النقاط  $\frac{1}{n_1}$  و  $\frac{1}{n_2}$  ثم  $\frac{1}{n_3}$  ... الخ . على الورق بدلالة القيم

( $\frac{1}{n}$  على المحور الشاقولي و  $p$  على المحور الأفقي) كما هو مبين في الشكل (4 - 10) .



ثم نرسم مستقيماً يمر من النقاط  $\frac{1}{n_1}$  و  $\frac{1}{n_2}$  و  $\frac{1}{n_3}$  ... حتى  $\frac{1}{n} = 0$  (نقطة مبدأ الاحداثيات) . نحصل بذلك على مستقيم . هذه العملية تسمح بالتنبؤ المسبق عن عدد عناصر الوقود أو عن تركيز حمض البور للوصول الى الحالة الحرجة .

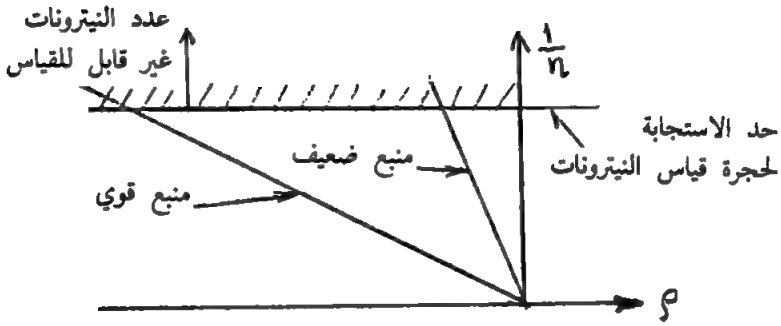
يساعدنا هذا الاختبار في تحديد التعبئة الحرجة للمفاعل لأنه كما سبق وقلنا لا يمكن نظرياً حساب الكتلة أو الحالة الحرجة ولذلك يجب اجراء الاختبار الحرج قبل الشروع بتعبئة المفاعل بعناصر .

#### 10 - 5 معنى المنبع النيتروني :

ان المنبع النيتروني ، استثناء لدى الاختبار الحرج هو ضروري جداً لأقلاع المفاعل . يكون المفاعل في حالة التوقف عن العمل تحت الحرج . وإذا لم يشيّد فيه منبع نيتروني فان عدد النيترونات هو قليل جداً بحيث يتعذر قياسه بواسطة حجرة قياس النيترونات .

ان اقلاع المفاعل في هذه الحالة هو خطير جداً اذ تصعب مراقبة ارتفاع عدد النيوترونات . ولكي يتواجد في مفاعل متوقف عن العمل عدد من النيوترونات قابل للقياس ، نضع فيه لهذا السبب منبعاً نيوترونياً . ولذات السبب لا يسمح لشدة المنبع ان تكون أقل من قيمة محددة لأنه في هذه الحالة أيضاً يتعذر قياس عدد النيوترونات .

انظر الشكل (10 - 5) .



الشكل (10 - 5)

عن أهمية المنبع النيوتروني يجب ملاحظة ما يلي :

ليس المنبع النيوتروني مصدراً للنيوترونات فحسب وإنما هو مكون من مادة ماصة يساهم في معدل الامتصاص . بينما تكون شدة المنبع ثابتة . فان معدل الامتصاص للمنبع يتناسب مع عدد نيوترونات المفاعل . في حالة وجود عدد صغير من النيوترونات فان شدة المنبع  $S$  هي أكبر بكثير من معدل الامتصاص للمنبع . ولذلك ينقص عدد النيوترونات عندما يتم ابعاد المنبع النيوتروني عن المفاعل المستقر في حال وجود عدد قليل من النيوترونات . وعلى عكس ذلك فاذا أبعاد المنبع النيوتروني عند وجود عدد عال من النيوترونات ، يتزايد هذا العدد لأنه في حال عدد عال من النيوترونات فان معدل الامتصاص للمنبع يمكن ان يكون أكبر من شدة المنبع .

## 10- 6 اقلاع المفاعل :

ان التكاثر تحت الحرج هو ساري المفعول لدى الاختبار الحرج وأيضاً في حالة اقلاع المفاعل بواسطة سحب قضبان التحكم تدريجياً ، أي خطوة بخطوة .  
عند الاقلاع لدينا التصرف التالي :

في الحالة تحت الحرجة والمستقرة لدينا المعادلة :

$$\rho \cdot n = C^e$$

$$\rho_2 \cdot n_2 = \rho_1 \cdot n_1$$

يرتفع في الحالة الحرجة الدقيقة (الحالة b) عدد النيوترونات خطياً لأن المنبع النيروني يقدم في بيئة زمنية عدداً ثابتاً من النيوترونات دون الأخذ بعين الاعتبار النيوترونات المتأخرة لدينا :

$$\rho=0 : \frac{\Delta n}{\Delta t} = S \rightarrow n(t) = n_0 + S \cdot t$$

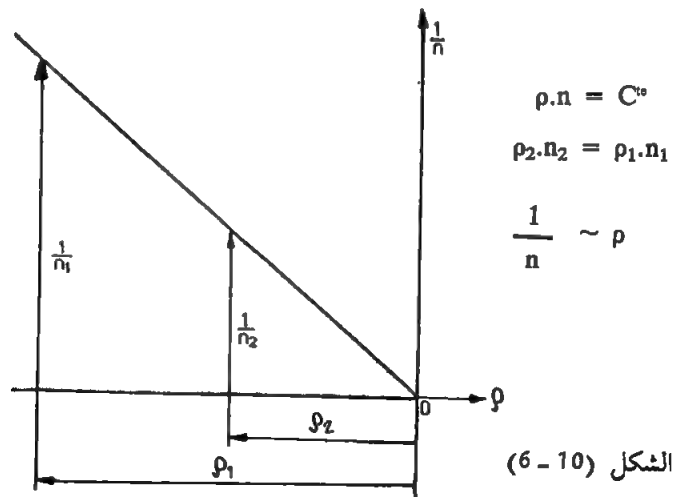
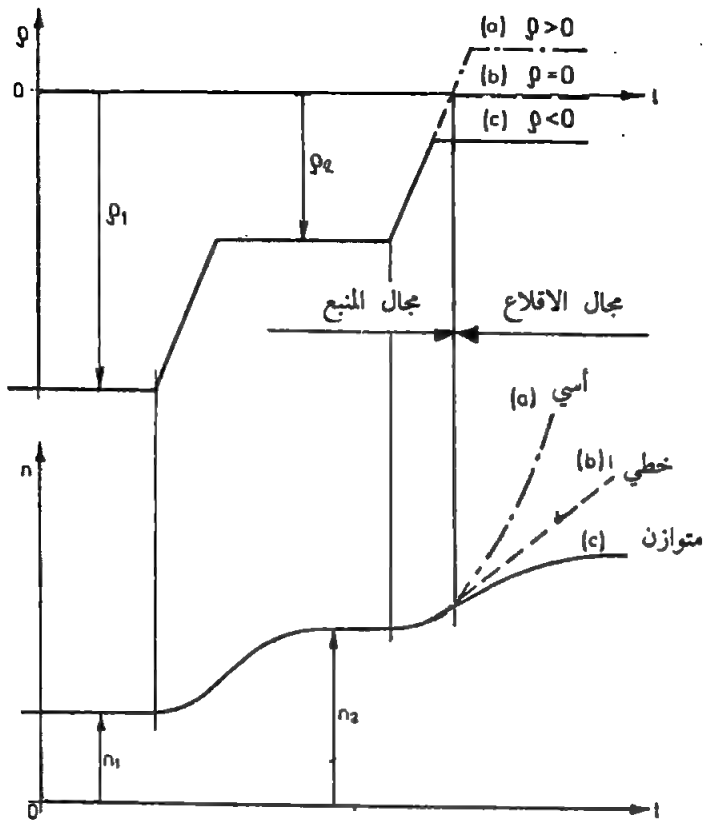
في الحالة فوق الحرجة ( $\rho > 0$ ) لا يسري مفعول العلاقات العائدة لمجال المنبع

لأن المفاعل هو الآن في حالة الاقلاع التدريجي .

وفي الحالة فوق الحرجة الثابتة للمفاعل (الحالة a) يتزايد عدد النيوترونات

أسيّاً .

انظر الشكل (10 - 6) .



الشكل (6 - 10)



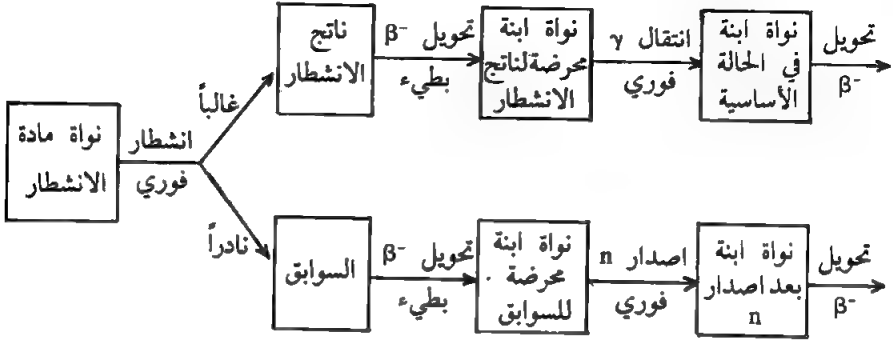
## الفصل الحادي عشر

11 - معادلة الموازنة النيترونية لدى اعتبار النيترونات المتأخرة :  
نورد في هذه الفقرة ، لمناقشة تصرف المفاعل الزمني ، معادلة الموازنة الهامة . نأخذ بعين الاعتبار في هذه المعادلة النيترونات المتأخرة لأنها تؤثر بقوة على التصرف الزمني .

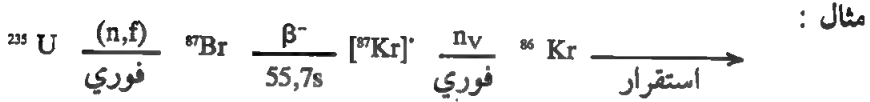
11-1 مصدر النيترونات المتأخرة :  
تنشأ لدى الانشطار النووي خلال زمن قصير جداً ( $10^{-12}$ s) نيترونات فورية ، أي اشعاع  $\gamma$  فوري ونتائج انشطار .  
ان نتائج الانشطار هذه تظهر فائضاً نيترونياً عالياً وتقدم بذلك تحول  $\beta^-$  ذا عمر النصف الذي يقدر بوضع ثوان أو بعدد كبير من الأيام . ان النوى البنات الناتجة عن الانشطار تكون محروضة فتعطي بذلك طاقتها التحريضية من خلال اصدار اشعاع  $\gamma$  خلال زمن قدره  $10^{-12}$ s .  
يقدم الانشطار النووي في حالات نادرة نتائج أنشطار خاصة تسمى السوابق يبلغ عددها لكل ألف انشطار عشر سوابق تقريباً . تسبب هذه السوابق اصدار اشعاع  $\beta^-$  أيضاً .



ان النوى البينات الناتجة هي محرّضة بشدة بحيث يصبح اصدار نيوترون واحد ممكناً . وبما ان هذه النيوترونات تَظْهَرُ بعد تحويل السوابق الى اشعاع  $\beta^-$  متأخرةً عن الانشطار فانها تسمى نيوترونات متأخرة ويرمز اليها بـ  $n_v$  .  
تشاهد في الشكل (1 - 11) تحولات نواة مادة الانشطار .



الشكل (1 - 11)



تظهر لدى الانشطار مواد أنشطار أخرى كاليورانيوم (233 و 235) والبلوتونيوم 239 . لكل من هذه المواد توجد ست زمر من السوابق أعمار النصف لها تتراوح بين 0,2 ثانية و 60 ثانية .

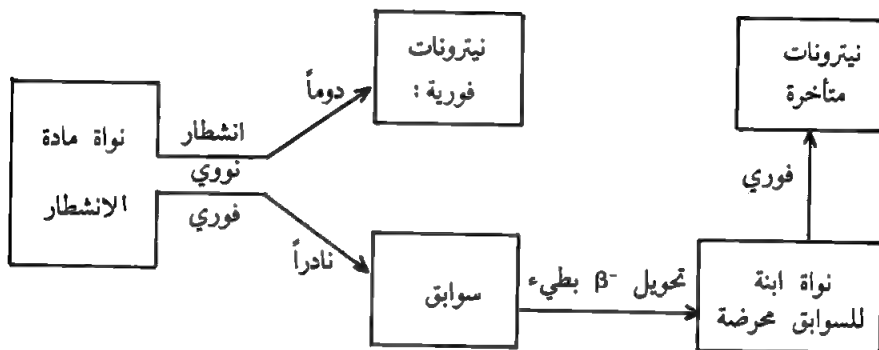
(مثلاً  $t_{1/2} = 55,7\text{s}$  و  $^{87}\text{Br}$ ) انظر الشكل (1 - 11) .

يلعب نوع آخر من النيوترونات دوراً في المفاعلات المهدأة بالماء الثقيل أو بالباريليوم ، في الواقع ان هناك فتونات عالية الطاقة تستطيع تحريض النويات H-2 و Be-9 لدرجة عالية بحيث يصدر من خلال التفاعل (H-2) فوتونيوترون . وإذا أتت هذه الفوتونات من خلال تحويل  $\beta^-$  العائد الى نتائج الانشطار فان الفوتونيوترونات تظهر متأخرة بدلالة الزمن .

ان انتاج الفوتونترونات المتأخرة زمنياً بالمقارنة مع انتاج النيترونات الناجمة عن السوابق هو ضئيل جداً .

## 11- 2 انتاج النيترونات الفورية والمتأخرة :

ان الجزء الأكبر من النيترونات في المفاعل ينشأ مباشرة لدى الانشطار اما الجزء الباقي فينبعث من السوابق متأخرة زمنياً عن الانشطار.



من بين النيترونات الناتجة عن الانشطار هناك جزء صغير  $\beta$  يصدر عن السوابق .

يشاهد في الجدول الآتي الجزء المتأخر  $\beta$  من النيترونات وذلك لمواد الانشطار U-233 و U-235، Pu-239 .

مادة الانشطار	الجزء $\beta$ من النيترونات المتأخرة
U-233	0,27%
U-235	0,65%
Pu-239	0,21

11- 3 انتاج النيترونات الفورية والسوابق :  
 تنشأ النيترونات الفورية والسوابق مباشرة من الانشطار النووي . وان انتاج  
 النيترونات الفورية الحرارية في بيئة زمنية يعطى من قبل الانتاج الفوري الذي يرمز  
 اليه بـ  $RR_{P,Pr}$  .

حيث :

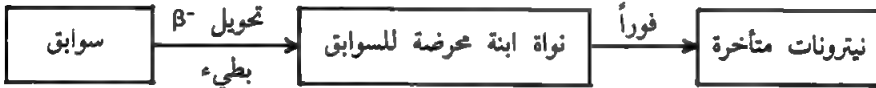
$$RR_{P,Pr} = (1-\beta) \cdot \mathcal{P} \cdot n$$

اما انتاج السوابق في بيئة زمنية فيعطى من قبل معدل انتاج السوابق  $RR_C$  .  
 حيث :

$$RR_C = \beta \cdot \mathcal{P} \cdot n$$

11- 4 تفكك السوابق :

يحدث تفكك السوابق تحولات  $\beta^-$  وبذلك تنبعث نيترونات متأخرة .



رأينا سابقاً انه لدى انشطار U-235, U-233 و Pu-239 أن لكل من مواد  
 الانشطار هذه ست زمر من السوابق تتراوح أعمال النصف لها بين 0,2 و 60 ثانية .  
 ولتبسيط الأمور نفرض سابقة واحدة وسطية يشاهد عمر النصف لها في  
 الجدول التالي :

مادة الانشطار	عمر النصف للسابقة الوسطية
U-233	12,8 s
U-235	9,0 s
Pu-239	10,7 s

ان السوابق تتفكك طبقاً لقانون التفكك الاشعاعي ويتناسب نشاطها مع عددها اللحظي الذي يرمز اليه بـ C .  
ان نشاط السوابق  $AK_C$  يعطي الضائع من السوابق في بيئة زمنية .

$$AK_C = \lambda.C$$

$\lambda$  : ثابتة التفكك .

C : عدد السوابق .

بما انه لدى أي تحويل لسابقة يجري اصدار نيوترون متأخر فان نشاط السابقة يساوي معدل انتاج النيوترونات المتأخرة .

نستطيع ان نكتب معادلة السابقة التالية :

$$\text{نشاط السابقة} = \text{معدل الانتاج المتأخر}$$

ان معدل انتاج النيوترونات الحرارية الذي يرمز اليه بـ  $PR_{p,v}$  ، يُعطى اذن من العلاقة :

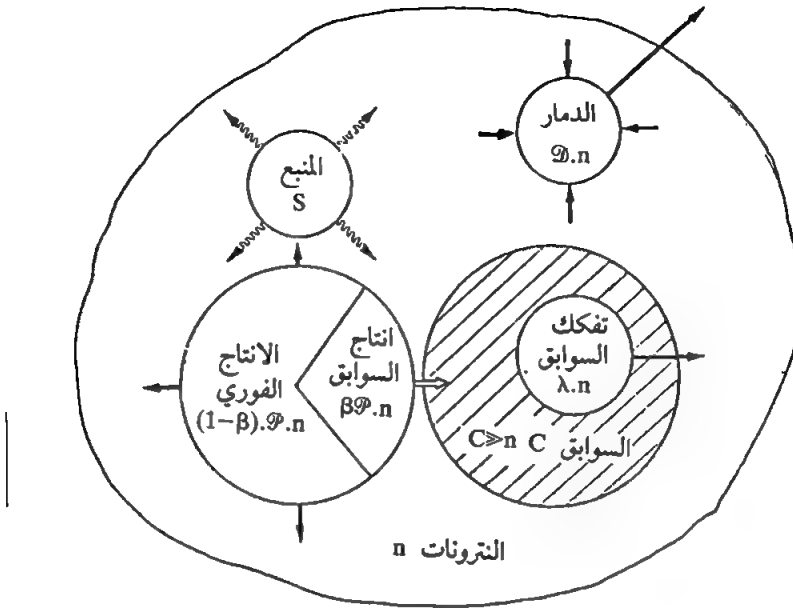
$$RR_{p,v} = \lambda.C$$

بمساعدة معدل التفاعل هذا نستطيع ان نشكل معادلة الموازنة للنيوترونات والسوابق .

11 - 5 معادلة الموازنة مع الأخذ بعين الاعتبار النيوترونات المتأخرة والمنبع :  
معادلة الموازنة النيوترونية باعتبار النيوترونات المتأخرة والمنبع : انظر الشكل (11 - 2) .

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = (1-\beta).P.n + \lambda.C + S - \mathcal{D}.n$$

معدل - شدة + معدل + معدل الانتاج = تغير اعداد  
الدمار المنبع الانتاج الفوري النيوترونات في  
المتأخر بيئة زمنية .



الشكل (11 - 2)

معادلة الموازنة للسوابق :

$$\frac{\Delta C}{\Delta t} = \beta \phi n - \lambda C \rightarrow \text{تحويل } \beta^- \text{ متأخر}$$

معدل انتاج السوابق
نشاط السوابق

#### 11 - 6 مناقشة معادلة الموازنة :

في مجال الأقلاع التدريجي يكون عدد النيترونات كبيراً بحيث ان معدل الانتاج من النيترونات هو أكبر بكثير من شدة المنبع . لذا يمكن اهمال شدة المنبع في معادلة الموازنة . بذلك يعتبر المفاعل في مجال الاقلاع التدريجي مستقراً .

معادلة التحريك الأساسية :  
 إذا بدلت في معادلة الموازنة احتمالات التفاعل  $\rho$  و  $\beta$  بالقيم المتغيرة  
 التحريكية  $\rho$  و  $\beta$  نحصل على المعادلة التحريكية التالية :

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \cdot n + \lambda \cdot C$$

$$\frac{\Delta C}{\Delta t} = \frac{\beta}{\Lambda} \cdot n - \lambda \cdot C$$

تسمح هذه المعادلات بدراسة التصرف الزمني لعدد النيوترونات في المفاعل النووي .

7-11 التصرف الزمني دون اعتبار النيوترونات المتأخرة :  
 لمناقشة التصرف الزمني يجب أولاً افتراض مفاعل صفوري لا تُصدر السوابق  
 فيه نيوترونات متأخرة . فالمعادلة التحريكية تصبح :

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} \cdot n ; C = 0$$

وبما ان زمن التوالد صغير جداً ( $\Lambda = 10^{-4} \text{s}$ ) فان عدد النيوترونات في مثل هذا  
 المفاعل سيتغير بسرعة . نميز ثلاث حالات :  
 $\rho > \beta$  : يتغير عدد النيوترونات بسرعة .  
 $\rho = \beta$  : عدد النيوترونات يظل ثابتاً وتسمى هذه الحالة حرجة فورية .  
 $\rho < \beta$  : يتناقص عدد النيوترونات بسرعة .  
 نرى من ذلك ان الجزء المتأخر من النيوترونات ( $\beta$ ) يلعب دوراً هاماً في  
 التصرف الزمني للمفاعل ولهذا السبب فان هناك تعريفين للتفاعلية :  
 - التفاعلية الفورية  $\rho_p$  :

$$\rho_p = \rho - \beta$$

في الحالة الحرجة الفورية :  $\rho_p = 0$   
 - التفاعلية المعيارية  $\rho_n$  : حيث :

$$\rho_n = \frac{\rho}{\beta}$$

في الحالة الحرجة الفورية :  $\rho_n=1$  .

ان واحدة التفاعلية المعيارية هي الدولار ويرمز اليها بـ \$ .  
في الحالة الحرجة الفورية فان ( $\rho_n=1$  \$) .

	الحالة الحرجة $\rho , \rho_n$	$\rho=\beta$ : الحالة الحرجة الفورية	
		$\rho_n$	$\rho$
U-235, $\beta=0,0065$	0	1	0,0065
U-239, $\beta=0,0021$	0	1	0,0021

11 - 8 تأثير النيوترونات المتأخرة :

تمنع النيوترونات المتأخرة في مفاعل تحت الحرج أو فوق الحرج تغيراً سريعاً في عدد النيوترونات .

عدد السوابق في مفاعل مستقر وخرج :

في مفاعل مستقر خرج فان الربح من السوابق يساوي الضياع من هذه السوابق أي  $\frac{\Delta C}{\Delta t} = 0$  ومنه :

$$\frac{\beta}{\Lambda} . n = \lambda . C$$

يحتوي المفاعل المستقر الخرج على عدد ثابت من السوابق هو :

$$C = \frac{\beta}{\Lambda . \lambda} . n = \frac{\beta . t_{1/2}}{\Lambda . 0,7} . n \approx 1000 . n$$

يحتوي المفاعل المستقر إذن على مخزون هائل من السوابق . فعدد السوابق يساوي تقريباً ألف مرة عدد النيوترونات . يتفكك هذا المخزون من السوابق ببطء خلال عمر النصف الذي يساوي تقريباً 10 s .

الحالة فوق الحرجة الفورية ( $p > \beta$ ) :

رأينا سابقاً ان عدد النيوترونات يتزايد بسرعة كبيرة دون اعتبار النيوترونات المتأخرة . وفي مفاعل حقيقي يتزايد عدد النيوترونات أيضاً بسرعة أكبر بسبب تفكك السوابق .

وبما ان النيوترونات المتأخرة ستنبعث من هذه السوابق التي كانت موجودة قبل 10 s بسبب الانشطار وان تزايد النيوترونات في ثانية واحدة هو كبير جداً ، فان هذه النيوترونات المتأخرة لا تلعب دوراً . وبسبب التزايد السريع لعدد النيوترونات فان الحالة فوق الحرجة الفورية هي خطرة جداً يجب تجنب حدوثها لأسباب أمنية .

الحالة الحرجة الفورية ( $p = \beta$ ) :

يجري في مفاعل حرج فوري تغير عدد النيوترونات من خلال تفكك السوابق فحسب . وكما رأينا سابقاً فان معدل تفكك السوابق وبذلك انتاج النيوترونات المتأخرة في مفاعل حرج بالذات هو كبير جداً .

في الواقع فان  $\frac{\beta}{\lambda} = 100s$  ؛ أي ان تزايد عدد النيوترونات يكون مئة مرة أكبر من عدد النيوترونات السابقة .

ولهذا السبب يتزايد عدد النيوترونات في مفاعل حرج بسرعة كبيرة .

الحالة تحت الحرجة الفورية ( $p < \beta$ ) :

كما رأينا سابقاً : في مفاعل لا تصدر فيه نيوترونات متأخرة ينخفض فيه عدد النيوترونات بسرعة كبيرة وان الربح من النيوترونات المتأخرة الناتج عن تفكك السوابق يمنع عملية الانخفاض السريعة هذه . وبما ان النيوترونات المتأخرة ستصدر عن هذه السوابق التي كانت موجودة منذ عشر ثوان بسبب الانشطار فان التغير الزمني لعدد النيوترونات يجري ببطء .



في مفاعل فوق الحرج ( $p > 0$ ) يكون الريح  $\lambda.C$  من النيوترونات خلال بيئة  
زمنية أكبر من الخسارة في النيوترونات في بيئة زمنية والتي تساوي  $n \dots \frac{p-\beta}{\wedge}$   
وبما ان  $p < \beta$  فان  $\frac{p-\beta}{\wedge}$  هي قيمة سالبة ولذلك فان عدد  
النيوترونات يتزايد ببطء .

في مفاعل تحت الحرج ( $\rho < 0$ ) يكون الربح  $\lambda.C$  من النيوترونات في بيئة زمنية أصغر من الخسارة  $\frac{\rho - \beta}{n}$  ، ولذلك فإن عدد النيوترونات يتناقص ببطء .

محمّد يوسف اللواتي

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة

## مكتبتى الخاصة

**على موقع ارشيف الانترنت**

## الرابط

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

## الفصل الثاني عشر

### 12 - التزايد النيتروني في مجال الاقلاع :

يكون المفاعل في مجال الاقلاع عندما يرتفع عدد النيوترونات فوق مجال المنبع . المفاعل هو الآن فوق الحرج ( $p > 0$ ) . وعدد النيوترونات هو كبير بحيث يمكن اهمال المنبع النيتروني . يحدد المجال الأعلى للاقلاع من قبل عدد النيوترونات الذي بموجبه يبدأ المفاعل ان يسخن تدريجياً . ان بنية المفاعل لا تتعلق بعدد النيوترونات في مجال الاقلاع وانما يجرى التأثير عليها من الخارج بوساطة عناصر التحكم .

### 12 - 1 عدد النيوترونات واستطاعة المفاعل :

ان الاعتبارات التالية هي سارية المفعول بدقة لدى التصرف الزمني لعدد النيوترونات . لسنا معنيين غالباً في التصرف الزمني لعدد النيوترونات لدى مفاعلات المحطات النووية بقدر ما نحن معنيون باستطاعة المفاعل . لذا فاننا نتطرق باختصار الى العلاقة بين عدد النيوترونات واستطاعة المفاعل . أولاً : يتناسب عدد النيوترونات في مفاعل مستقر مع استطاعة هذا المفاعل . ثانياً : يجب الأخذ بعين الاعتبار ان 92% من الطاقة المحررة تُنتج مباشرة بعد الانشطار وان المتبقي من الطاقة أي 8% يأتي من خلال تحويل  $\beta$  متأخراً عن

الانشطار . تتكون اذن الاستطاعة الحرارية من جزئين : الجزء الفوري والجزء المتأخر .

فالجزء الفوري وهو 92% من مجمل الاستطاعة يتناسب بالطبع مع معدل الانشطار وبالتالي مع عدد النيوترونات .  
واما الجزء المتأخر فيعتمد على كمية مواد الانشطار في المفاعل التي تُحدد من قبل كيفية الاستهلاك .

## 12 - 2 زمن التضاعف :

في مفاعل فوق الحرج (ثابت) يتزايد عدد النيوترونات أسياً أي ان عدد النيوترونات يتغير خلال فترات زمنية متساوية بذات المعامل . فاذا تزايد عدد النيوترونات مثلاً خلال دقيقة واحدة من  $10^{10}$  الى  $10^{11}$  فان عدد النيوترونات يبلغ بعد دقيقتين  $10^{12}$  وبعد ثلاث دقائق  $10^{13}$  . ان هذا التزايد يمكن التعبير عنه بوساطة مفهوم زمن التضاعف  $t_2$  .

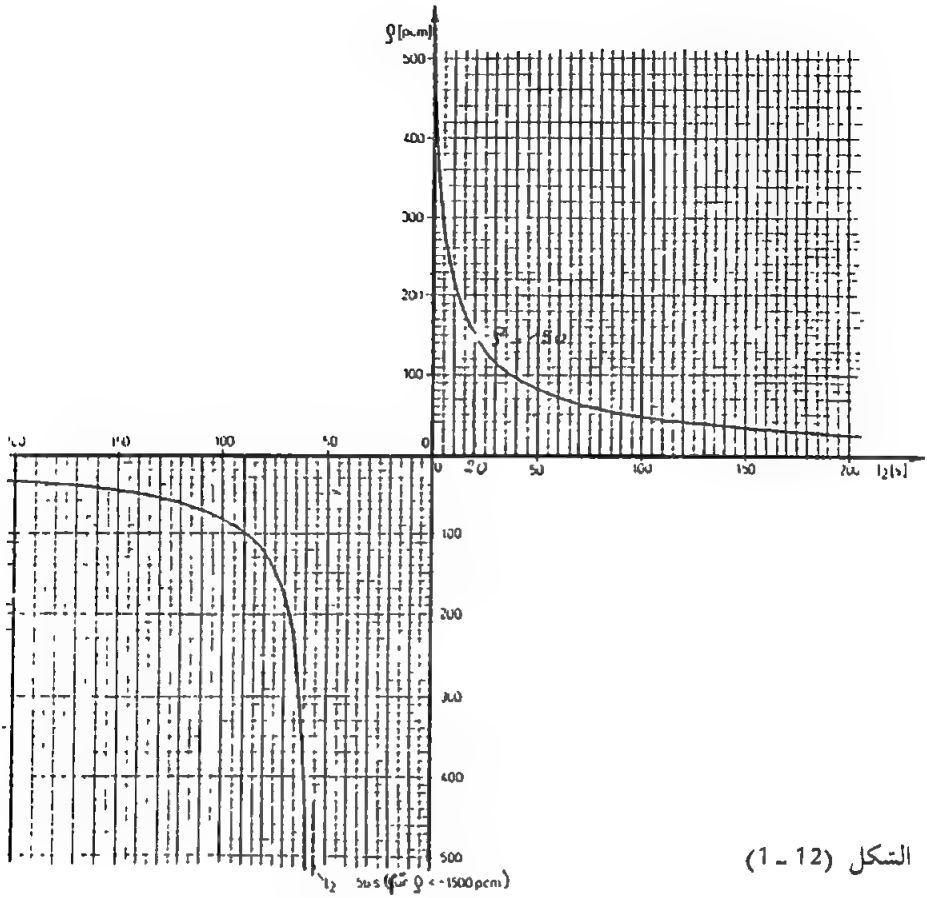
ان زمن التضاعف  $t_2$  هو الفترة الزمنية التي يتضاعف خلالها عدد النيوترونات  $n$  .  
في مفاعل تحت الحرج يتناقص عدد النيوترونات أسياً وهذا التناقص يعبر عنه أيضاً بوساطة زمن التضاعف ويرمز اليه بإشارة ناقص . إذن فان زمن التضاعف السالب هي الفترة الزمنية التي ينخفض خلالها عدد النيوترونات الى النصف . يستعمل بدلاً عن  $t_2$  زمن التضاعف ، الفترة الزمنية التي تسمى دور المفاعل والتي خلالها يتغير عدد النيوترونات من القيمة  $e$  ( $e=2.72$ ) . ويعبر عن تزايد العدد النيوتروني أيضاً بعدد الديكاد النووي الذي يتزايد فيه خلال دقيقة واحدة . في الواقع لدينا :

$$n = n_0 e^{vt}$$

في حالة  $t=T$  حيث  $T$  هو دور المفاعل فان  $n=n_0.e$  .

## 12 - 3 تحديد زمن التضاعف :

ان زمن التضاعف يعتمد بالطبع على تفاعلية المفاعل . تشهد العلاقة بين التفاعلية وزمن التضاعف بوساطة المنحنيات الواردة في الشكل (12 - 1) والتي تسمى منحنيات معكوس الساعة (Inhourcurve) وذلك من أجل U-235 .



مثال من أجل  $\rho > 0$

ماهي قيمة زمن التضاعف في مفاعل تبلع فيه التفاعلية 150 pcm

$$\rho = 150 \text{ pcm} \rightarrow t_2 = 20 \text{ s}$$

مثال آخر .

من أجل أية تفاعلية يترايد عدد النيوترونات خلال زمن تضاعف يساوي

أربعين ثانية

$$t_2 = 40 \text{ s} \rightarrow \rho = 96 \text{ pcm}$$

مثال آخر  $\rho < 0$  :

كم يبلغ زمن التضاعف في مفاعل فيه  $\rho = 150 \text{ pcm}$  وفي الحالة تحت الحرجة .

$$\rho = 150 \text{ pcm} \rightarrow t_2 = -74 \text{ s}$$

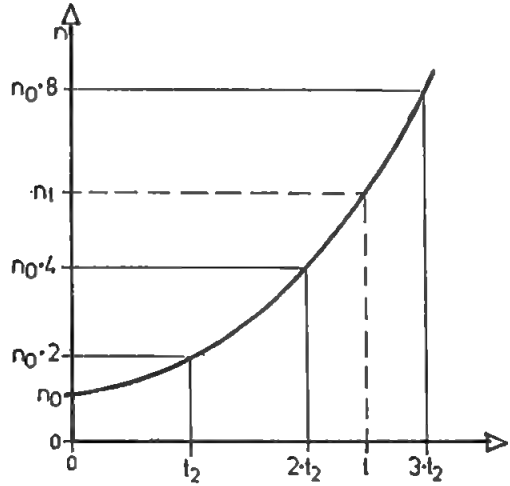
مثال :

ما هي قيمة التفاعلية التي بموجبها ينخفض عدد النيوترونات خلال زمن تضاعف يساوي  $100 \text{ s}$  -

$$t_2 = -100 \text{ s} \rightarrow \rho = -83 \text{ pcm}$$

#### 12 - 4 عامل التزايد :

في مفاعل ثابت فوق الحرج يتزايد عدد النيوترونات خلال زمن التضاعف من ضعف قيمته . وبعد زمني تضاعف فان عدد النيوترونات يبلغ أربعة أمثاله وبعد ثلاثة أزمنة تضاعف يبلغ ثمانية أمثاله .  
انظر الشكل (12 - 2) .



الشكل (12 - 2)

إذا كان زمن التزايد  $t$  مساوياً لعدد صحيح مضروب بزمن التضاعف فانه يصبح بالامكان تحديد عدد النيوترونات  $n_1$  عن ظهر قلب .

مثال :

في مفاعل فوق الحرج تفاعليته  $\rho = 115 \text{ pcm}$  تم قياس تزايد عدد النيوترونات فوجد انه مساوٍ لـ  $10^{10}$  . كم سيكون عدد النيوترونات بعد مضي دقيقتين ؟ .

$$\rho = 115 \text{ pcm} \rightarrow t_2 = 30 \text{ s}$$

$$2 \text{ min} = 4 t_2$$

$$n_t = n_0 \cdot 16 = 16 \cdot 10^{10} = 1,6 \cdot 10^{11}$$

إذن عدد النيوترونات بعد دقيقتين هو  $1,6 \cdot 10^{11}$  .

مثال :

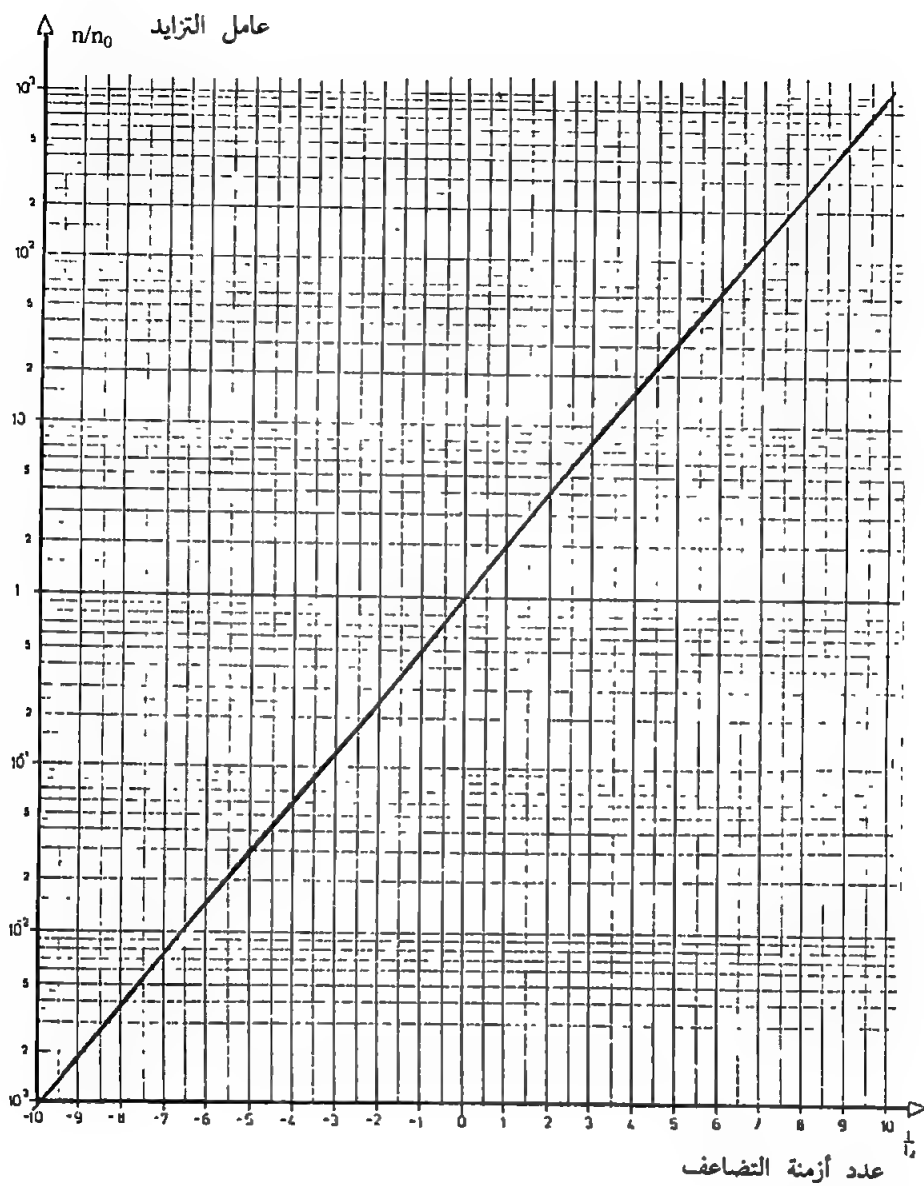
قيس لدى اقلاع المفاعل عدد النيوترونات فبلغ  $10^{13}$  وبعد خمس دقائق قيس عدد النيوترونات فبلغ  $8 \cdot 10^{13}$  . كم تبلغ التفاعلية ؟ .

$$n_0 \cdot 8 \rightarrow 3 t_2, t_3 = \frac{300 \text{ s}}{3} = 100 \text{ s}$$

اذن :  $\rho = 46 \text{ pcm}$

الزمن $t$	عدد أزمنة التضاعف	عدد النيوترونات $n_t$
0	0	$n_0$
$t_2$	1	$n_0 \cdot 2$
$2 \cdot t_2$	2	$n_0 \cdot 4$
$3 \cdot t_2$	3	$n_0 \cdot 8$
...	...	...
$t$	$t/t_2$	$n_0 \cdot \text{عامل التزايد}$

الشكل (12 - 3)



الشكل (12 - 4)

يجب استعمال منحني معكوس الساعة لحساب التفاعلية . وإذا لم يكن زمن التزايد أو زمن التناقص مساوياً لعدد صحيح مضروب بزمن التضاعف فانه يجب والحالة هذه تحديد عدد النيوترونات  $n_t$  بواسطة عامل التزايد المعروف بالعلاقة التالية :

$$n_t = n_0 \cdot \text{عامل التزايد}$$

يعتمد عامل التزايد على عدد أزمنة التضاعف ويمكن ان يقرأ على المنحني الوارد في الشكل (12 - 4) حيث نجد على المحور الشاقولي عامل التزايد  $\frac{n}{n_0}$  وعلى المحور الأفقي عدد أزمنة التضاعف  $\frac{t}{t_2}$  .

## 12 - 5 تطبيق في عامل التزايد :

1 - في مفاعل فيه التفاعلية تساوي 80 pcm تم قياس عدد النيوترونات فبلغ  $10^9$  . كم سيبلغ عدد النيوترونات بعد مضي ثمان دقائق ؟ .  
(منحني معكوس الساعة)  $\rho = 800 \text{ pcm} \rightarrow t_2 = 52 \text{ s}$

$$\frac{t}{t_2} = \frac{480 \text{ s}}{52 \text{ s}} \rightarrow 6.10^2 = \text{عامل التزايد}$$

$$n_t = n_0 \cdot \text{عامل التزايد} = 10^9 \cdot 6.10^2 = 6.10^{11}$$

2 - ابان اقلاع المفاعل قيس عدد النيوترونات فبلغ  $10^9$  وبعد مضي عشر دقائق قيس عدد النيوترونات فبلغ  $5.10^{10}$  . كم ستكون قيمة التفاعلية ؟ .

$$\frac{n_t}{n_0} = \frac{5.10^{10}}{10^9} = 50 \rightarrow \frac{t}{t_2} = 5,6$$

$$t_2 = \frac{t}{5,6} = \frac{600}{5,6} = 107 \text{ s} \rightarrow \rho = 44 \text{ pcm}$$

يكون اذن المفاعل فوق الحرج عند تفاعلية  $\rho = 44 \text{ pcm}$  .



3 - في مفاعل تحت الحرج التفاعلية هي 90 pcm . قيس عدد النيوترونات فبلغ  $10^{11}$  . كم هو عدد النيوترونات بعد مضي 15 دقيقة ؟ .

(منحني معكوس الساعة)  $t_2 = -95 \text{ s} \rightarrow \rho = -90 \text{ pcm}$

$$\frac{t}{t_2} = \frac{900}{-95} = -9,47 \rightarrow 1,3 \cdot 10^{-3} = \text{عامل التزايد}$$

$$n_t = n_0 \cdot \text{عامل التزايد} = 10^{11} \cdot 1,3 \cdot 10^{-3} = 1,3 \cdot 10^8$$

اذن يبلغ عدد النيوترونات بعد مضي 15 دقيقة  $1,3 \cdot 10^8$  .

هنا يوسف اللوشي

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة  
مكتبتي الخاصة  
على موقع ارشيف الانترنت  
الرابط

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

## الفصل الثالث عشر

### 13 - دور المفاعل :

يفضل تحديد تزايد كيفي في النيوترونات بواسطة ما يسمى دور المفاعل  $t_e$  .  
توجد بين لوغارتم عدد النيوترونات ودور المفاعل علاقة فيزيائية مباشرة كما سنرى  
فيما بعد وان دور المفاعل هو مقدار مميز لتزايد عدد النيوترونات نتكلم عنه فيما يلي :

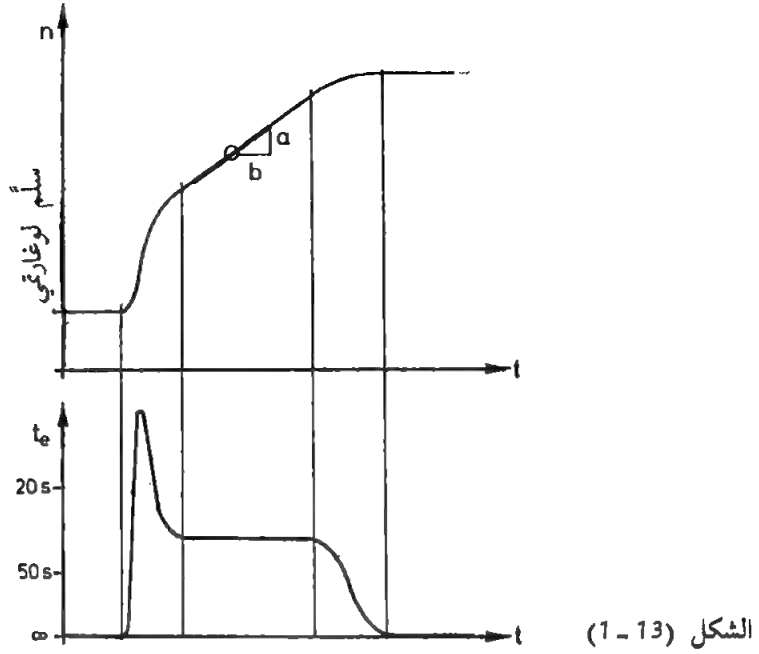
### 13 - 1 دور المفاعل الآني :

يعبر عن دور المفاعل الآني من خلال التزايد الآني لعدد النيوترونات الذي هو  
كما قلنا سابقاً قيمة هامة تحدد من قبل لوغارتم عدد النيوترونات وتقاس في كل  
مفاعل بواسطة الجهاز الراسم . فبين دور المفاعل الآني وتزايد لوغارتم عدد  
النيوترونات توجد العلاقة الفيزيائية التالية :

ان معكوس دور المفاعل الآني  $\frac{1}{t_e}$  يتناسب طردياً مع تزايد لوغارتم

عدد النيوترونات أي :  $\frac{1}{t_e} \sim \frac{a}{b}$  مع الميل  $\frac{a}{b}$  انظر الشكل (13 - 1)

يشاهد في الشكل (13 - 1) التصرف الزمني لدور المفاعل الآني في حالة  
تزايد مميز لعدد النيوترونات .



الشكل (13 - 1)

### 13 - 2 الدور المستقر للمفاعل $t_e$ :

خلال تزايد عدد النيوترونات بشكل أسي في مفاعل فوق الحرج يظل دور المفاعل الآني ثابتاً ولذلك سمي الدور المستقر للمفاعل . فالدور المستقر للمفاعل هي الفترة الزمنية التي يتزايد فيها عدد النيوترونات من القيمة الأسية  $e=2,72$  . لدينا العلاقة :

$$t_e = \frac{t_2}{\ln 2}$$

$t_e$  : الدور المستقر للمفاعل [s]

$t_2$  : زمن التضاعف [s]

$$0,693 = \ln 2$$

ان الدور المستقر للمفاعل وزمن التضاعف يعتمدان على تفاعلية المفاعل .

مثال :

ما هي قيمة الدور المستقر لمفاعل فوق الحرج له تفاعلية تساوي 40 pcm ؟  
 من منحنى معكوس الساعة نحصل على :

$$\rho = 40 \text{ pcm} \rightarrow t_2 = 120 \quad t_e = \frac{t_2}{\ln 2} = \frac{120 \text{ s}}{0,693} = 173 \text{ s}$$

اذن يبلغ الدور المستقر للمفاعل 173 s .

حساب الدور المستقر للمفاعل دون مساعدة منحنى الساعة المعكوسة :  
 في مفاعل فوق الحرج بقليل ( $0 < \rho \ll \beta$ ) يجري حساب تقريبي للدور المستقر  $t_e$  .

$$t_e = \frac{\beta - \rho}{\lambda \cdot \rho}$$

$t_e$  : الدور المستقر للمفاعل [s]

$\rho$  : التفاعلية [-]

$\beta$  : جزء النيوترونات المتأخرة .

$\lambda$  : ثابتة التفكك [ $s^{-1}$ ]

$$\beta_{U-235} = 0,0065$$

$$\lambda_{U-235} = 0,078 \text{ s}^{-1}$$

مثال :

$$\rho = 40 \text{ pcm} \rightarrow t_e = \frac{\beta - \rho}{\lambda \cdot \rho} = \frac{0,0065 - 0,0004}{0,078 \text{ s}^{-1} \cdot 0,0004} = 196 \text{ s}$$

هذه هي قيمة تقريبية لـ  $t_e$  ولكن القيمة الدقيقة هي  $t_e = 173 \text{ s}$  التي حُددت بمساعدة منحنى الساعة المعكوسة .

في حالة مفاعل تقريباً حرج ( $\rho \ll \beta$ ) يمكن إهمال  $\rho$  في صورة المعادلة السابقة والدور المستقر يعطى عندئذ من العلاقة :

$$t_e = \frac{\beta}{\lambda \cdot \rho} = \frac{\ell'}{\rho} \rightarrow t_e = \frac{0,15}{\rho}$$

$t_e$  : الدور المستقر .

$\rho$  : التفاعلية .

ان الدور المستقر للمفاعل يعطى أيضاً بوساطة زمن الحياة الوسطي  $\ell'$  ( $\ell'=0,15$ ) شريطة ان يكون هذا المفاعل حرجاً تقريباً .

تحديد الدور المستقر للمفاعل اعتماداً على التزايد النيوتروني :  
يمكن بشكل عام اعتماداً على التزايد النيوتروني حساب عامل التزايد وزمن التضاعف ثم دور المفاعل . في المحطات النووية يجري عملياً قياس الزمن  $t_{0,1}$  الذي يتزايد خلاله عدد النيوترونات من 10% . يسمح قياس  $t_{0,1}$  بحساب دور المفاعل .

عند تزايد عدد النيوترونات من 10% لدينا :

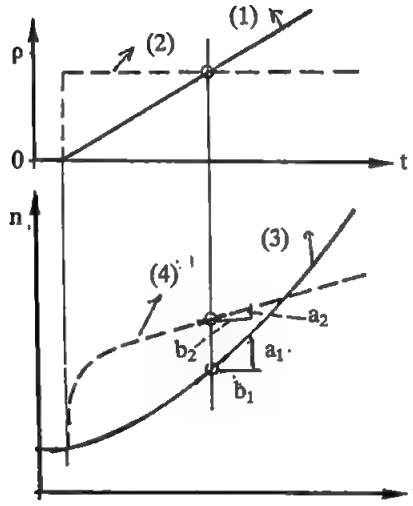
$$\frac{n_t}{n_0} = 1,1 \rightarrow \frac{t_{0,1}}{t_2} = 0,138 \rightarrow t_e = 7,3 \cdot t_{0,1}$$

$$t_e = 10 \cdot t_{0,1}$$

### 13 - 3 الدور العابر للمفاعل :

إذا تغيرت التفاعلية ببطء في مفاعل فوق الحرج قليلاً فإنه بالامكان في حالة التآرجح تفسير تغير عدد النيوترونات اللحظي بمساعدة الدور العابر للمفاعل .  
إذا تزايدت التفاعلية ببطء (المنحني 1) في الشكل (13 - 2) يتزايد بذلك في حالة التآرجح عدد النيوترونات (المنحني 3) «من أجل قيمة محددة للتفاعلية» بسرعة أكبر مما لو كانت التفاعلية ثابتة (المنحني 2) الأمر الذي ينجم عنه تزايد أصغر في عدد النيوترونات (المنحني 4) .

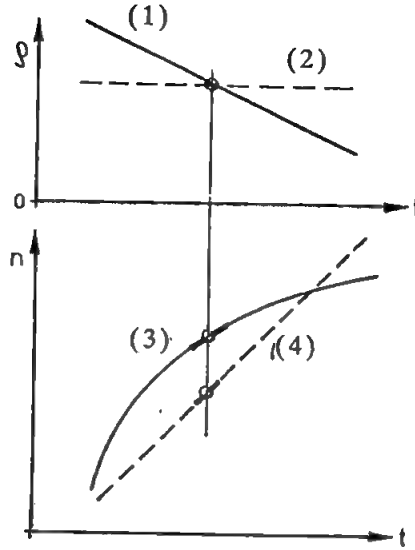
في الواقع ، من أجل قيمة محددة للتفاعلية فإن التزايد  $\frac{a_1}{b_1}$  هو أكبر من التزايد  $\frac{a_2}{b_2}$  وبما ان معكوس الدور العابر يتناسب طردياً مع التزايد أي  $\left( \frac{1}{t_c} \sim \frac{a}{b} \right)$  فإن هذا الدور يكون أقصر من الدور المستقر العائد الى التفاعلية الثابتة (منحني 2) وبما ان  $\left( \frac{a_1}{b_1} > \frac{a_2}{b_2} \right)$  فإن الدور العابر هو أصغر من الدور المستقر .



الشكل (2 - 13)

واذا تناقصت التفاعلية ببطء (المنحني 1) في الشكل (3 - 13) يتزايد في حالة التآرجح عدد النيوترونات (المنحني 3) «من أجل قيمة محددة للتفاعلية» بسرعة أصغر مما لو كانت التفاعلية ثابتة (المنحني 2) الأمر الذي ينجم عنه تزايد أكبر في عدد النيوترونات (المنحني 4) . لذلك فإن الدور العابر هو أكبر من الدور المستقر للأسباب التي وردت أعلاه .

تجري تغيرات بطيئة في التفاعلية لدى تحريك قضبان التحكم أو لدى تغيير تركيز البور في مهديء مفاعل الماء المضغوط .



الشكل (3 - 13)

يحسب الدور العابر للمفاعل في حالة التارجح بطريقة سهلة بواسطة العلاقة :

$$t_e = \frac{\beta - \rho}{\lambda \cdot \rho + \dot{\rho}}$$

$t_e$  : الدور العابر للمفاعل [s]

$\rho$  : التفاعلية [-]

$\dot{\rho}$  : التغير الزمني للتفاعلية [ $s^{-1}$ ]

$\beta$  : جزء النيوترونات المتأخرة [-]

$\lambda$  : ثابتة التفكك [ $s^{-1}$ ]

في حالة تفاعلية ثابتة لدينا  $\dot{\rho} = 0$  والعلاقة السابقة تعطي قيمة الدور المستقر :

$$t_s = \frac{\beta - \rho}{\lambda \cdot \rho}$$

مثال :

1 - ان التفاعلية تزايد في الثانية الواحدة من القيمة 5 pcm .  
آ - كم يبلغ الدور العابر لدى مفاعل فوق الحرج تفاعليته اللحظية 100 pcm .

ب - اجر المقارنة بين الدور المستقر والدور العابر لدى مفاعل فوق الحرج .  
الدور العابر يعطى من العلاقة :

$$t_e = \frac{\beta - \rho}{\lambda \cdot \rho + \dot{\rho}} = \frac{0,0065 - 0,001}{0,078 \text{ s}^{-1} \cdot 0,001 + 0,00005 \cdot \text{s}^{-1}} = 43,0 \text{ s}$$

يعطى الدور المستقر من العلاقة :

$$t_s = \frac{\beta - \rho}{\lambda \cdot \rho} = \frac{0,0065 - 0,001}{0,078 \text{ s}^{-1} \cdot 0,001} = 70,5 \text{ s}$$

مثال :

2 - لدى سحب قضيب تحكم من مفاعل حرج ترتفع تفاعليته خلال دقيقتين من القيمة 240 pcm . ان ارتفاع التفاعلية يتناسب مع الزمن . كم يبلغ الدور العابر بعد مضي دقيقة ونصف من بداية سحب قضيب التحكم ؟

$$t_e = \frac{\beta - \rho}{\lambda \cdot \rho + \dot{\rho}}$$

$$\dot{\rho} = \frac{\rho}{t} = \frac{240 \text{ pcm}}{120 \text{ s}} = 2 \text{ pcm.s}^{-1} = 0,00002 \text{ s}^{-1}$$

$$\rho = \dot{\rho} \cdot t = 0,00002 \text{ s}^{-1} \cdot 90 \text{ s} = 0,0018$$

$$t_e = \frac{0,0065 - 0,0018}{0,078 \text{ s}^{-1} \cdot 0,0018 + 0,00002 \text{ s}^{-1}} = 29,3 \text{ s}$$



هنا يوسف اللومني

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة  
مكتبتي الخاصة  
على موقع ارشيف الانترنت  
الرابط

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

## الفصل الرابع عشر

### 14 - تصرف المفاعل في مجال الاقلاع :

نناقش في هذه الفقرة التصرف الزمني لعدد النيوترونات لدى تغيرٍ كيمي في التفاعلية .

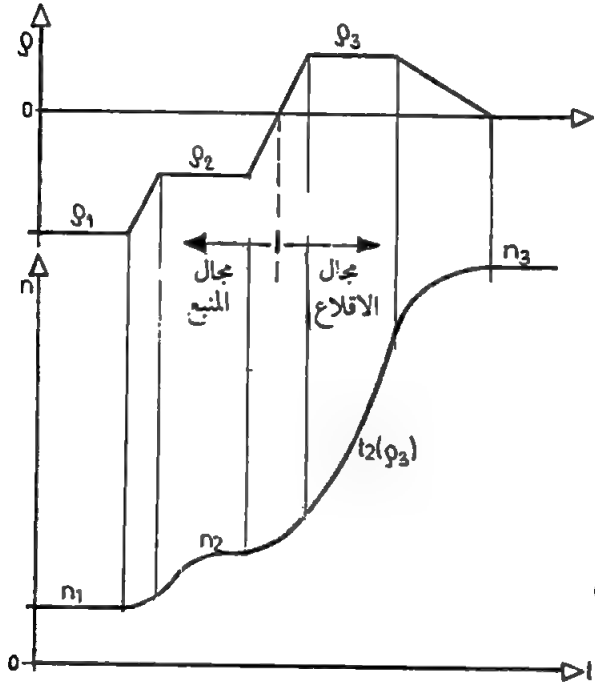
ان تغير التفاعلية في مجال الاقلاع (حيث يعتبر المنبع النيوتروني مهملًا وحيث لا تتعلق بنية المفاعل بعدد النيوترونات) لدى توضع معين لعناصر التحكم (مثلاً سحب قضبان التحكم أو اخراجها) .

ان الاعتبارات التالية هي بالتأكيد سارية المفعول عندما يكون المفاعل فوق مجال الاقلاع أي في مجال الاستطاعة حيث يُؤخذ بعين الاعتبار أن تغير التفاعلية لا يتأثر بعناصر التحكم فحسب وإنما أيضاً بالاضطرابات العائدة الى تغيرٍ في عدد النيوترونات .

### 14 - 1 اقلاع المفاعل عند حالته تحت الحرجة :

عند اقلاع المفاعل بدءاً من حالته تحت الحرجة يلاحظ تصرف عدد النيوترونات التالي : ان المفاعل تحت الحرج جداً لا زال في مجال المنبع ويحتوي على عدد متوازن  $n_1$  من النيوترونات يعتمد على حالة التفاعلية  $p_1$  . ومن خلال سحب قضبان التحكم ترتفع قيمة التفاعلية الى  $p_2$  . يتزايد بذلك عدد النيوترونات حتى

يبلغ قيمة متوازنة جديدة  $n_2$  . يجب الملاحظة هنا بان عدد النيوترونات لا يستطيع التلاؤم مع الحالة الجديدة للتفاعلية جراء النيوترونات المتأخرة إلا بعد زمن متأخر . إذا واصلنا سحب قضبان التحكم يصبح المفاعل فوق الحرج : انه الآن في مجال الاقلاع . في حالة فوق الحرجة ثابتة يتزايد عدد النيوترونات أسياً كما يشاهد في الشكل (14 - 1) . ان زمن التضاعف الذي يصف التزايد الأسّي يعتمد بالطبع على حالة التفاعلية  $\rho_3$  . (منحني الساعة المعكوسة) .



الشكل (14 - 1)

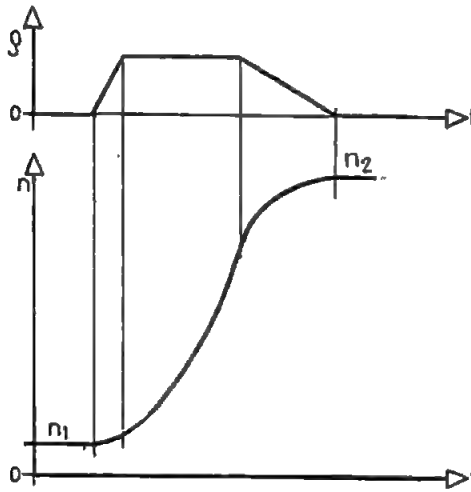
يجب الآن ان يستقر المفاعل عند القيمة  $\rho_3$  ، وللوصول لهذا الهدف يجب الشروع بادخال قضبان التحكم ببطء حتى يصبح المفاعل حرجاً . بذلك يتسطح منحني عدد النيوترونات ليصل الحالة المستقرة  $n_3$  . لفهم ذلك يجب الملاحظة بانه في مجال الاقلاع يمكن اهمال شدة المنبع في معادلة الموازنة . لذا فان المفاعل المستقر يجب ان يكون حرجاً في مجال الاقلاع .

## 14- 2 تغير عدد النيوترونات :

إذا رغبتنا في تغيير عدد النيوترونات يجب جعل المفاعل فوق الحرج أو تحت الحرج بقليل . يتغير بذلك عدد النيوترونات أسياً ، وعند الوصول الى العدد الجديد من النيوترونات يجب جعل المفاعل حرجاً مجدداً .

### ارتفاع عدد النيوترونات :

يحتوي المفاعل الحرج والمستقر على عدد قليل من النيوترونات  $n_1$  . ومن خلال اخراج قضبان التحكم يصبح المفاعل فوق الحرج . في مفاعل ثابت وفوق الحرج يرتفع عدد النيوترونات أسياً . قبل الوصول الى عدد النيوترونات  $n_2$  الجديد بوقت قصير يجب جعل المفاعل حرجاً من جديد وذلك بادخال قضبان التحكم ببطء . بذلك يصبح ارتفاع عدد النيوترونات مسطحاً ويبلغ عدد النيوترونات عندئذ قيمته المتوازنة  $n_2$  . انظر شكل (2-14) .

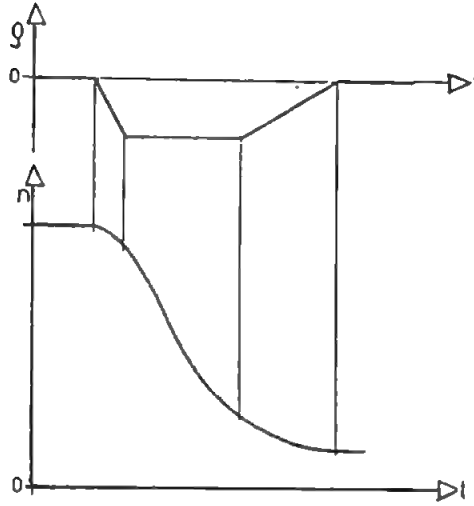


الشكل (2-14)

في مجال الاقلاع يجري التأثير على التفاعلية بوساطة قضبان التحكم التي تُشغل قبل وبعد ارتفاع عدد النيوترونات الموضع ذاته لأن المفاعل يجب في الحالتين ان يكون حرجاً .

### تخفيض عدد النيوترونات :

يظهر أيضاً التصرف المذكور سابقاً في حالة تخفيض عدد النيوترونات . اذا أريد الانقاص من عدد النيوترونات جعل المفاعل تحت الحرج . يتناقص بذلك عدد النيوترونات أسياً ولدى وصول عدد النيوترونات الى أدنى قيمته الجديدة يجب جعل المفاعل حرجاً مجدداً .



الشكل (3 - 14)

نناقش في الفقرة التالية تصرف المفاعل لدى تغير بطيء جداً في التفاعلية وأيضاً لدى تغير هذه التفاعلية بقفزة تلو الأخرى .

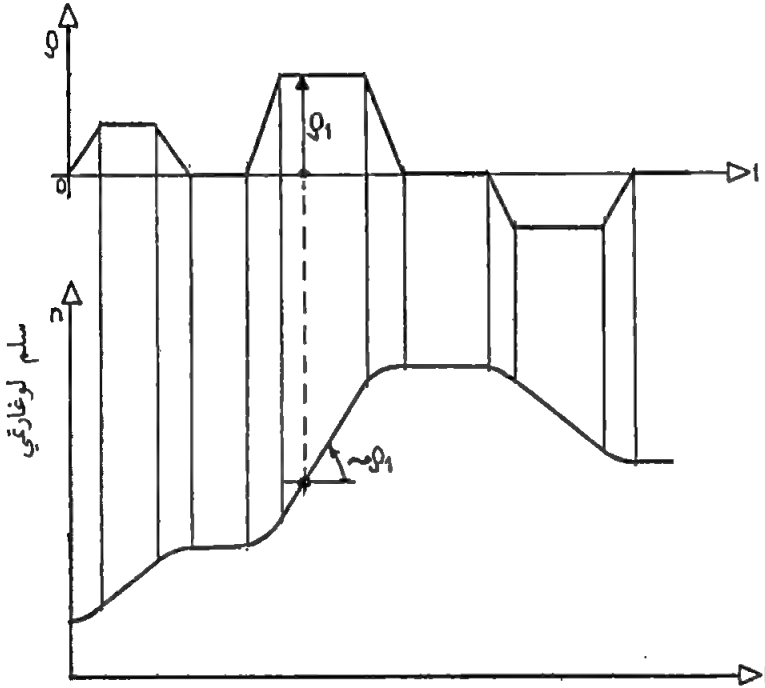
### 3 - 14 التغير البطيء في التفاعلية :

نستطيع ان نبين بان المفاعل يتصرف لدى تغير بطيء في التفاعلية كما لو كانت النيوترونات المتأخرة غير موجودة .

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{\rho}{\Lambda} \cdot n \quad \text{معادلة التوازن}$$

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{\rho}{\ell^*} \cdot n \quad \text{أو المعادلة :}$$

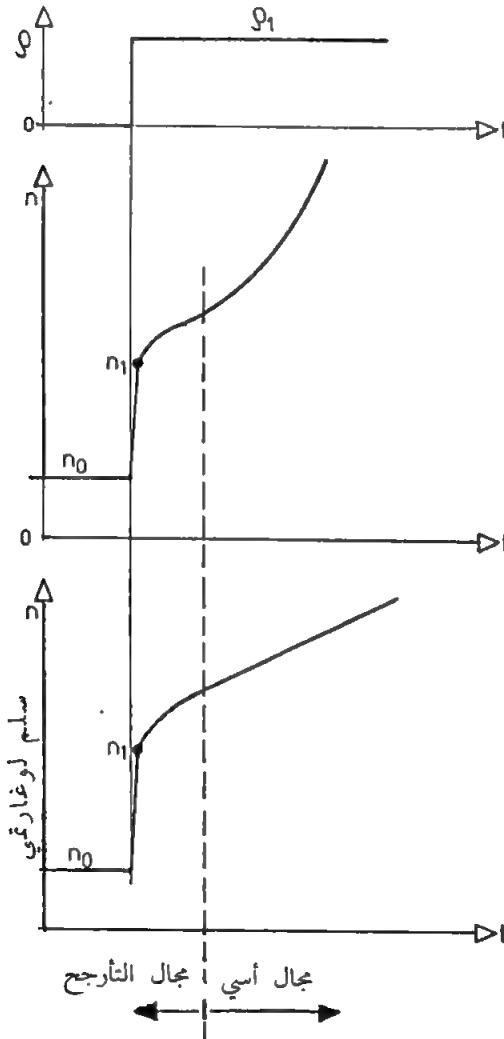
بما ان زمن الحياة الوسطي  $\ell^* (\ell^*=0,1 \text{ s})$  هو أكبر بألف مرة من زمن التوالد  $\lambda (\lambda \approx 10^{-4} \text{ s})$  ، فان عدد النيوترونات يتغير ببطء تبعاً لقيمة  $\ell^*$  .  
 في حالة تغير بطيء في التفاعلية يكون التغير اللوغارتمي لعدد النيوترونات متناسباً مع التفاعلية . وبما ان السوابق هي دوماً في حالة اشباع فانه لا يظهر أي اهتزاز لدى تغير التفاعلية . تظهر هذه التغيرات البطيئة غالباً في حالة العمل العادي للمفاعل . انظر الشكل (4 - 14) .



الشكل (4 - 14)

4 - 14 التغير الدرّجي في التفاعلية :  
 تظهر لدى التغير الدرّجي في التفاعلية اهتزازات واضحة بسبب النيوترونات المتأخرة . يجري توضيح التصرف الزمني لعدد النيوترونات من خلال ارتفاع درّجي للتفاعلية .

يُجعل المفاعل الحرج فجأة فوق الحرج بذلك يتزايد عدد النيوترونات بسرعة وخلال المليون الثانية إلى قيمة أعلى  $n_1$  شبه مستقرة . تعمل النيوترونات الفورية وحدها على هذا التغير القفزي للنيوترونات . يسمى هذا التصرف «القفزة الفورية» ويعتمد ارتفاع هذه القفزة على حالة التفاعلية  $\rho_1$  . تنتج بعد هذه القفزة ، جراء ارتفاع عدد النيوترونات كثير من السوابق . تتفكك هذه السوابق خلال عمر النصف الذي يتراوح بين 0,2 و 60 ثانية وتنبعث نيوترونات متأخرة . تظهر خلال هذا التصرف اهتزازات نموذجية تدوم بضع ثوان . انظر الشكل (14 - 5) .



الشكل (14 - 5)

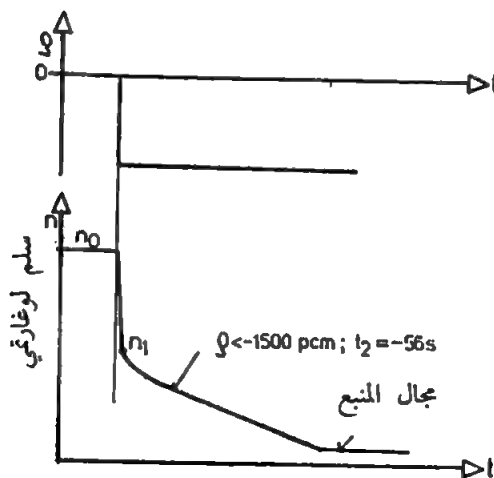
يتزايد عدد النيوترونات أسياً بعد هذا الزمن التي تلاءمت السوابق الأكثر بطئاً خلاله مع الوضع الجديد أو الحالة الجديدة .  
ان التصرف ذاته يظهر أيضاً عند جعل المفاعل تحت الحرج بشكل قفزة .  
يستفاد من القفزة الفورية السالبة عندما نريد لأسباب أمنية الانقاص السريع من قيمة عدد النيوترونات أي من قيمة الاستطاعة .

#### 14 - 5 التوقف السريع للمفاعل :

إذا جعلنا المفاعل الحرج فجأة تحت الحرج وذلك بادخال قضبان التحكم فان عدد النيوترونات ينخفض بسرعة . هذه الطريقة تسمى التوقف السريع للمفاعل . ويجري التوقف السريع كالآتي : في معظم المفاعلات تكون قضبان التحكم معلقة من الأعلى مغنطيسياً . وإذا قُطع التيار المغنطيسي تسقط قضبان التحكم سقوطاً حراً . وفي مفاعلات الماء المغلي تدخل قضبان التحكم هيدروليكيّاً من الأسفل .

ان عدد النيوترونات شبه المستقرة  $n_1$  الذي نتج عن قفزة نوعية يعتمد على الحالة تحت الحرجة للمفاعل ويعطى من العلاقة :

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \rho_n}$$



الشكل (14 - 6)



مثال :

يشغل مفاعل وقوده U-235 بدءاً من عدد النيوترونات  $10^{15}$  . ولدى توقف المفاعل بسرعة يصبح تحت الحرج وعندئذ تفاعليته هي 10000 pcm . ما هي القيمة التي بلغها عدد النيوترونات مباشرة بعد توقف المفاعل ؟

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \rho_n}$$

$$\rho_n = \frac{\rho}{\beta} = \frac{-0,1}{0,0065} = -15,4$$

$$n_1 = \frac{10^{15}}{1 + 15,4} = 6,10 \cdot 10^{13}$$

يقفز عدد النيوترونات مباشرة بعد توقف المفاعل ويبلغ عندئذ  $6 \cdot 10^{13}$  . تستعمل القفزة الفورية غالباً لتعير قضبان التحكم . اذا قيس عدد النيوترونات قبل وبعد القفزة فان هذين القياسين يسمحان بحساب تفاعلية قضبان التحكم . ان العبارة التالية تسمح بحساب التفاعلية العائدة لهذه القفزة .

$$\rho_n = - \left( \frac{n_0}{n_1} - 1 \right)$$

مثال :

عند توقف المفاعل يهبط عدد النيوترونات من القيمة  $10^{13}$  الى القيمة  $10^{12}$  . ما هي قيمة التفاعلية بالوحدات [pcm] .  
علماً بأن مادة الوقود هي U-235 .

$$\rho_n = - \left( \frac{n_0}{n_1} - 1 \right) = - \left( \frac{10^{13}}{10^{12}} - 1 \right) = -9$$

$$\rho_n = \frac{\rho}{\beta} \rightarrow \rho = \rho_n \cdot \beta = -9 \cdot 0,0065 = -5,85 \cdot 10^{-2} = -5850 \text{ pcm}$$

اذن اصبح المفاعل تحت الحرج بتفاعلية تساوي -5900 pcm

عدد النيوترونات واستطاعة المفاعل :

بوساطة التوقف السريع للمفاعل يمكن خفض استطاعة المفاعل الاجمالية بسرعة كبيرة . يجب الانتباه مع ذلك بان الجزء الفوري من الاستطاعة يتبع بدقة التصرف الزمني لعدد النيوترونات .

استخراج المعادلة لحساب توقف سريع للمفاعل :  
تستخرج هذه المعادلة من المعادلات التحريكية التالية :

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} . n + \lambda . C$$

$$\frac{\Delta C}{\Delta t} = \frac{\beta}{\Lambda} . n - \lambda . C$$

قبل حدوث القفزة الفورية يحتوي المفاعل الحرج  $\rho=0$  على عدد من النيوترونات والسوابق يساوي  $n_0$  و  $C_0$  على التوالي .

$$\frac{\Delta C_0}{\Delta t} = 0 \rightarrow \frac{\beta}{\Lambda} . n_0 = \lambda . C_0$$

إبان حدوث القفزة يكاد العدد الكبير من السوابق ( $C_0 \approx 1000 C_0$ ) لا يتغير . وبذلك يتغير انتاج النيوترونات المتأخرة قليلاً جداً .  
لدينا مباشرة بعد القفزة المعادلة :

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} . n + \frac{\beta}{\Lambda} . n_0$$

في حالة مفاعل فوري تحت الحرج ( $\rho < \beta$ ) يكون المقدار  $\frac{n \cdot (\rho - \beta)}{\Lambda}$  سالباً ويتناقص لذلك أسياً بسرعة كبيرة . أما المقدار  $\frac{\beta}{\Lambda} . n_0$  فهو موجب وثابت . ويبلغ عدد النيوترونات بذلك خلال زمن قصير جداً القيمة المتوازنة تقريباً .

(المتوازنة تقريبا تعني  $\frac{\Delta n}{\Delta t} = 0$ ) ومنه المعادلة :

$$0 = \frac{\rho - \beta}{\wedge} . n_1 + \frac{\beta}{\wedge} . n_0$$

هذه المعادلة التي تحتوي على عدد النيوترونات  $n_1$  و  $n_0$  قبل وبعد القفزة تسمح بحساب القفزة الفورية .  
المعادلة هذه تقدم  $n_1$  .

$$\frac{n_1 (\beta - \rho)}{\wedge} = \frac{\beta . n_0}{\wedge}$$

$$n_1 = \frac{\beta n_0}{\beta - \rho} \quad : \text{ ومنه } :$$

$$n_1 = \frac{n_0}{1 - \rho_n} \quad : \text{ أو } :$$

$$\rho_n = \frac{\rho}{\beta} \quad : \text{ لأن } :$$

## ملحق ١/

### معادلة معكوس الساعة

للحصول على معادلة معكوس الساعة ننتقل من معادلة الانتشار التالية :

$$(1) \quad D \Delta \phi(r,t) - \Sigma_a \cdot \phi(r,t) + S = \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

حيث :

$\phi(r,t)$  - التدفق النيوتروني  $[n.cm^{-2}.s^{-1}]$  أي عدد النيوترونات المستمتر المربع وللثانية .

$D$  - ثابتة الانتشار  $[cm^{-1}]$

$S$  - منبع سطحي للنيوترونات  $[n.cm^{-2}.s^{-1}]$

$\Sigma_a$  - مقطع الامتصاص العياني  $[cm^{-1}]$

يقسم المنبع الى جزئين :

$$S = S_p + S_d$$

$S_p$   $[n.cm^{-1}.s^{-1}]$  هو حد عائد للنيوترونات الفورية بينما  $S_d$  هو حد عائد

للنيوترونات البطيئة .

لدينا كما هو معلوم من نظرية المفاعلات النووية :

$$S_p = (1-\beta) K \Sigma_a \phi(r,t) \cdot e^{-B^2 \tau}$$

$$S_d = \Sigma_i C_i(r,t) \lambda_i e^{-B^2 \tau}$$

حيث :  $\beta = \Sigma \beta_i$  هو مجموع زمر النيوترونات المتأخرة و  $B^2$  هو التحذب الهندسي  $[cm^{-2}]$  بينما  $\tau [cm^2]$  هو عمر «فيرمي» أو طول مسار الاكتباح .  
 $C_i(r,t)$  عدد النوى الأم العائد الى الزمرة  $i$  و  $\lambda_i$  هي ثابتة التفكك لهذه الزمرة .

ان  $C_i(r,t)$  تحقق المعادلة :

$$(2) \quad \frac{dC_i}{dt} = -\lambda_i C_i(r,t) + \beta_i \frac{K}{p} \cdot \Sigma_a \cdot \phi(r,t)$$

حيث :  $-\lambda_i C_i(r,t)$  : هو عدد التفككات في الثانية .  
 $K = \frac{\Sigma_a}{D} \cdot \beta_i \frac{K}{p} \cdot \Sigma_a \cdot \phi(r,t)$  هو الناتج في الثانية و

أما  $p$  فهو احتمال افلات النيوترون من الرنين وهي قيمة لا واحدة لها .  
تعوض قيم  $S_p$  و  $S_d$  في معادلة الانتثار (1) فنحصل على المعادلة :

$$(3) \quad D \Delta \phi - \Sigma_a \phi + (1+\beta) K \Sigma_a \phi e^{-B^2 \tau} + \Sigma_i C_i \lambda_i p e^{-B^2 \tau}$$

من أجل حل المعادلتين (2) و (3) نفصل  $C_i(r,t)$  و  $\phi(r,t)$  كل منهما الى تابعين متعلقين بالزمن  $t$  وبالموضع  $r$  أي :

$$(4) \quad C_i(r,t) = C_i(r) \cdot H_i(t)$$

$$(5) \quad \phi(r,t) = R(r) \cdot T(t)$$

نعوض في المعادلة (2) :

$$C_i \dot{H}_i = -\lambda_i C_i H_i + \beta_i \cdot \frac{K}{p} \Sigma_a R \cdot T$$

$$\dot{H}_i = -\lambda_i H_i + \beta_i \frac{k}{p} \Sigma_a \cdot T ; \dot{H} = \frac{d}{dt} H$$

$$(6) \quad \frac{1}{T} (\dot{H}_i + \lambda_i H_i) = \beta_i \frac{K}{p} \Sigma_a \frac{R}{C_i}$$

بما أن الجهة اليسرى من هذه المعادلة مكونة من توابع تتعلق بالزمن ،  
والجهة اليمنى مكونة من توابع تتعلق بالموضع ، يتوجب أن تساوي كل جهة قيمة  
ثابتة . هذا يعني أن  $R$  و  $C_i$  تتناسب بعضها مع البعض .  
نعوض المعادلتين (4) و (5) في (3) فنحصل على المعادلة :

$$D.T.\Delta R - \Sigma_a.T.R + (1-\beta).K.\Sigma_a .T.R e^{-B^2r} \\ (7) \quad + \Sigma_i C_i.H_i \lambda_i p e^{-B^2r} = \frac{1}{v} R.\dot{T}/R.T.\Sigma_a ; \dot{T} = \frac{d}{dt} T \\ L^2. \frac{\Delta R}{R} - 1 + (1-\beta)K e^{-B^2r} + \Sigma_i. \frac{C_i}{R} . \frac{H_i}{T} \lambda_i p \frac{e^{-B^2r}}{\Sigma_a} = \ell_0. \frac{\dot{T}}{T}$$

نعلم أن الحالة الحرجة للمفاعل تخضع للمعادلة :

$$(8) \quad \frac{\Delta \phi}{\phi} = -B^2 \\ \frac{\Delta R}{R} = -B^2 \quad \text{أو :}$$

لدى تقسيم المعادلة (7) على  $1+L^2B^2$  نحصل على المعادلة :

$$(9) \quad (1-\beta).K_{eff}-1 + \Sigma_i \frac{C_i}{R} . \frac{H_i}{T} . \lambda_i \frac{p}{K\Sigma_a} K_{eff} = \ell \frac{\dot{T}}{T}$$

حيث :  $L$  هو طول الانتثار الحراري ،  $\ell_0$  هو زمن الانتثار و

$$\ell = \frac{\ell_0}{1+B^2L^2}$$

ان المعادلتين (6) و (9) هما خطيتان ويحتويان فقط على متغير هو الزمن .  
لذا نفرض حلين خاصين هما :

$$(10) \quad \phi(r,t) = \phi_0(r)e^{wt} ; C_i(r,t) = C_{i0}(r)e^{wt}$$

نعوض (10) في المعادلة (2) فنحصل على :

$$(11) \quad C_{i0}\omega e^{\omega t} = -\lambda_i C_{i0}e^{\omega t} + \beta_i \cdot \frac{K}{p} \Sigma_a \phi_0 e^{\omega t}$$

$$C_{i0} = \frac{\beta_i K \Sigma_a \phi_0}{p(\omega + \lambda_i)} \quad \text{إذن :}$$

ثم نعوض (10) في (3) فنحصل على :

$$(12) \quad (1-\beta)K_{eff}-1 + \Sigma_i \frac{C_{i0}e^{\omega t}}{\phi_0 e^{\omega t}} \lambda_i \frac{p}{K \Sigma_a} K_{eff} = \ell \omega$$

نعوض في هذه المعادلة عن  $C_{i0}$  بقيمتها فنجد :

$$(13) \quad \frac{K_{eff}-1}{K_{eff}} = \frac{\ell \omega}{K_{eff}} + \Sigma_i \frac{\beta_i \omega}{\omega + \lambda_i}$$

ان المقدار  $\frac{K_{eff}-1}{K_{eff}}$  هو ذو أهمية كبيرة في ديناميك المفاعلات ويطلق عليه اسم التفاعلية  $\rho$ .

اذن نستطيع أن نكتب :

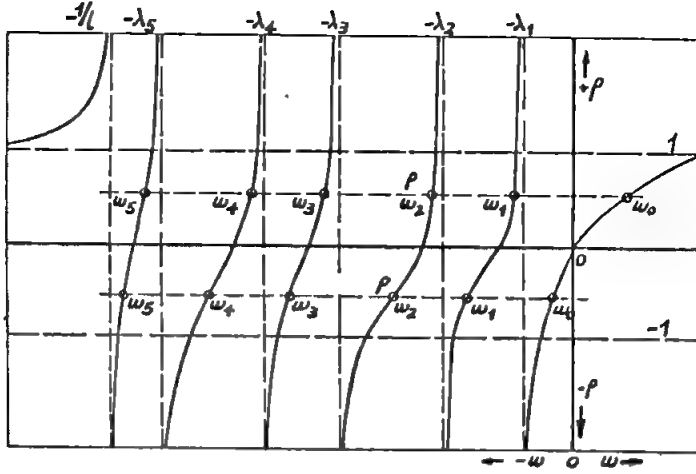
$$(14) \quad \frac{K_{eff}-1}{K_{eff}} = \rho$$

وبما أن :  $K_{eff} = \frac{1}{1-\rho}$  نحصل على :

$$(15) \quad \rho = \frac{\ell \omega}{K_{eff}} + \Sigma_i \frac{\beta_i \omega}{\omega + \lambda_i}$$

أو :

$$(16) \quad \rho = \frac{\ell \omega}{1+\ell \omega} + \frac{1}{1+\ell \omega} \Sigma_i \frac{\beta_i \omega}{\omega + \lambda_i}$$



ان اشارة  $\Sigma_1$  تشتمل على خمس قيم ولهذا فان المعادلة (16) هي من الدرجة السادسة للمتغير  $\omega$  ولها ستة حلول كل منها بدلالة  $\omega$  . ان منحنى  $p$  في المعادلة (16) هو أعلاه .

ان للمعادلة (16) خمسة أقطاب هي  $\lambda_i (i=1,2,\dots,5)$  بالإضافة الى القطب  $\omega = -\frac{1}{\epsilon}$  .

من الناحية الفيزيائية فان المجال  $|p| < 1$  يكتسب أهمية كبرى . من أجل قيمة محددة لـ  $p$  فان لهذه المعادلة ستة جذور هي :  
 $\omega_0, \omega_2, \omega_2, \dots, \omega_5$

اذن يكون الحل العام لهذه المعادلة على الشكل التالي :

$$(17) \quad \phi = \phi_0 [A_0 e^{i\omega_0 t} + A_1 e^{i\omega_1 t} + \dots + A_5 e^{i\omega_5 t}]$$

بعد مضي زمن قصير يبقى فقط الحد الأول من هذه المعادلة . هذا يعني الحد العائد الى الزمرة ذات عمر النصف الأطول والذي يكتسب أهمية بينما لا تساهم الحدود الخمسة الباقية بشكل هام :

$$(18) \quad \phi = \phi_0 e^{i\omega_0 t} = \phi_0 e^{i\omega_0 t}$$



حيث  $T$  يرمز الى دور المفاعل المستقر . نعوض  $\omega$  في معادلة  $\rho$  فنحصل على :

$$(19) \quad \rho = \frac{\ell}{T.K_{eff}} + \sum_i \frac{\beta_i}{1+\lambda_i.T}$$

ان واحدة التفاعلية التي تؤول الى دور مستقر قدره ساعة تسمى معكوس الساعة ومعادلة معكوس الساعة المعروفة هي :

$$(20) \quad \rho = \frac{\frac{\ell}{T.K_{eff}} + \sum_i \frac{\beta_i}{1+\lambda_i.T}}{\frac{\ell}{3600K_{eff}} + \sum_i \frac{\beta_i}{1+3600\lambda_i}}$$

ان التفاعلية  $\rho$  في هذه المعادلة يعبر عنها بوحدة معكوس الساعة .

حالة زمرة واحدة من النيوترونات المتأخرة :

لدى اعتبار زمرة واحدة من النيوترونات المتأخرة فان المعادلة التي تربط  $\rho$  و  $\omega$  يمكن تبسيطها على الشكل التالي :

في حالة مفاعل حراري لدينا المعطيات التالية :

$$\ell = 10^{-3} \text{ s} ; \beta = 0,0075$$

$$\text{U-235: } \overline{\lambda} = \frac{\beta}{\sum \beta_i t_i} = 0,085 \text{ s}$$

$$\rho = 0,0025 ; K_{eff} \approx 1$$

ان معادلة  $\rho$  تصبح الآن :

$$\rho = \frac{\ell\omega}{K_{eff}} + \frac{\beta\omega}{\omega+\lambda} \quad K_{eff} \approx 1$$

أو :

$$\rho = \ell \omega + \frac{\beta \omega}{\omega + \lambda}$$

$$\ell \omega^2 + (\ell \lambda - \rho + \beta) \omega - \lambda \rho = 0$$

$$\omega_{0/1} = \frac{\rho - \ell \lambda - \beta \pm \sqrt{(\rho - \ell \lambda - \beta)^2 + 4 \ell \rho \lambda}}{2 \ell}$$

$$\begin{aligned} \omega_{0/1} &= \frac{1}{2 \ell} [\rho - \ell \lambda - \beta \pm (\ell \lambda + \beta - \rho) \cdot \sqrt{1 + \frac{4 \ell \rho \lambda}{(\ell \lambda + \beta - \rho)^2}}] \\ &= - \frac{\ell \lambda + \beta - \rho}{2 \ell} \left[ 1 \mp \left( 1 + \frac{2 \ell \rho \lambda}{(\ell \lambda + \beta - \rho)^2} \right) \right] \end{aligned}$$

بذلك نحصل على الحلين :

$$\omega_0 = \frac{\rho \lambda}{\ell \lambda + \beta - \rho} \sim \frac{\rho \lambda}{\beta - \rho}$$

$$\omega_1 = - \frac{\ell \lambda + \beta - \rho}{\ell} - \frac{\rho \lambda}{\ell \lambda + \beta - \rho} = \sim - \frac{\beta - \rho}{\ell}$$

ان الحلول العامة لـ  $\phi$  و  $C$  تكتب الآن :

$$(21) \quad \phi = A_0 e^{\omega_0 t} + A_1 e^{\omega_1 t}$$

$$(22) \quad C = B_0 e^{\omega_0 t} + B_1 e^{\omega_1 t}$$

من بين الثوابت الأربع هناك ثابتان لا تتعلقان ببعضهما البعض لأن  $\phi$  و  $C$  في المعادلة (2) مرتبطان ببعضهما البعض . لتحديد الثابتين المستقلين ، نطلق من الشرطين الابتدائيين التاليين :

$$\phi = \phi_0$$

من أجل  $t = 0$

$$(23) \quad \frac{\delta C}{\delta t} = 0$$

لدى التعويض عن  $\phi$  و  $C$  بقيمهما في المعادلة (2) نحصل على :

$$(24) \quad B_0 \omega_0 e^{\beta_0 t} + B_1 \omega_1 e^{\beta_1 t} = -\lambda (B_0 e^{\beta_0 t} + B_1 e^{\beta_1 t}) + \\ + \frac{K}{P} \sum_a \beta (A_0 e^{\beta_0 t} + A_1 e^{\beta_1 t})$$

ولدى مقارنة أمثال  $e^{\beta_0 t}$  و  $e^{\beta_1 t}$  نحصل على :

$$(25) \quad B_0 = \frac{K}{p(\omega_0 + \lambda)} \sum_a \beta \cdot A_0 \\ B_1 = \frac{K}{p(\omega_1 + \lambda)} \cdot \sum_a \beta \cdot A_1$$

في (25) معادلتان من مجهولين  $\omega_0$  و  $\omega_1$  يجرى حلها فنحصل على :

$$B_0 = \frac{K(\beta - \rho) \sum_a \beta \cdot A_0}{p\lambda} \\ B_1 = \frac{K\beta \cdot \sum_a \beta \cdot A_1}{p(\beta - \rho)}$$

إما الشروط الابتدائية فتُعطي :

$$\phi_0 = A_0 + A_1 ; \omega_0 B_0 + \omega_1 B_1 = 0$$

بما تقدم نستطيع حساب الثوابت التالية :

$$A_0 = \frac{\beta}{\beta - \rho} \cdot \phi_0 ; A_1 = \frac{-\rho}{\beta - \rho} \cdot \phi_0$$

حيث أننا نهمل  $\frac{\beta \cdot \ell}{\beta - \rho}$  تجاه  $\frac{\beta}{\lambda}$  ونهمل أيضاً  $\frac{\rho \cdot \ell}{\beta - \rho}$  تجاه  $\frac{\beta - \rho}{\lambda}$ .

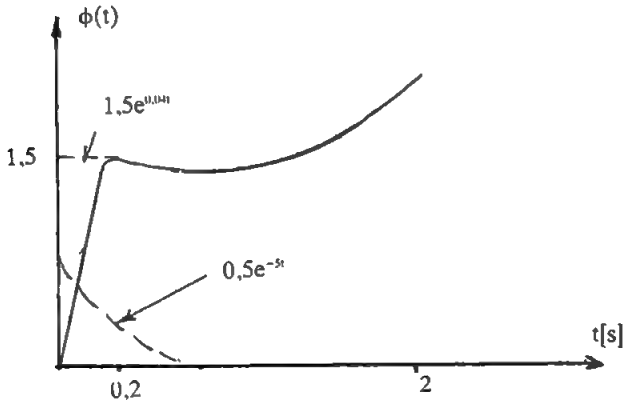
بذلك نحصل على معادلة التدفق :

$$(26) \quad \phi = \phi_0 \left[ \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} \cdot t} - \frac{\rho}{\beta - \rho} e^{\frac{\beta - \rho}{\ell} \cdot t} \right]$$

لدى التعويض عن  $(\beta, \rho, \lambda, \ell)$  بقيمها العددية نحصل على :

$$\phi = \phi_0 [1,5 e^{0,04t} - 0,5 e^{-5t}]$$

حيث أن الحد  $(1,5e^{0,04t})$  يحتوي على الدور المستقر للمفاعل والحد الآخر أي  $0,5e^{-5t}$  يحتوي على الدور العابر للمفاعل .



الشكل (2)

ان تأثير الحد الثاني في المعادلة (26) مهمل بعد زمن قصير جداً ويبقى :

$$\phi = \phi_0 \cdot \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} \cdot t}$$

يعطى الدور المستقر بالعلاقة :

$$(27) \quad T = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho} ; \lambda = \frac{\beta}{\sum \beta_i t_i}$$

الصعود الفوري للتدفق :  
نبحث الآن عن صعود التدفق  $\phi$  مباشرة بعد تغير قفزي للتفاعلية . لذلك  
نشتق التدفق بالنسبة للزمن :

$$(28) \quad \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} \right)_{t=0} = (A_0 \omega_0 + A_1 \omega_1) \cdot \phi_0$$

$$= \left( \frac{\beta}{\beta - \rho} \cdot \frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} + \frac{\rho}{\beta - \rho} \cdot \frac{\beta - \rho}{\ell} \right) \phi_0$$

أو :

$$\frac{1}{\phi_0} \frac{\partial \phi_0}{\partial t} = \frac{\beta \lambda \rho}{(\beta - \rho)^2} + \frac{\rho}{\ell} = \frac{1}{T_0}$$

وبما أن :

$$(29) \quad \phi = \phi_0 e^{t / T}$$

و :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\phi_0}{T} e^{t / T}$$

نحصل عند  $t = 0$  على :

$$\frac{1}{\phi_0} \frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{1}{T_0}$$

وبما أن المقدار  $\frac{\beta \lambda \rho}{(\beta - \rho)^2}$  مهمل تجاه  $\frac{\rho}{\ell}$  نحصل بالنهاية على :

$$(30) \quad T_0 \sim \frac{\ell}{\rho}$$

وبما أن التدفق من أجل النيوترونات السريعة هو :

$$(31) \quad \phi = \phi_0 e^{\frac{K_{eff}-1}{\ell}}$$

لدى مقارنة المعادلة (29) مع (31) نحصل على :

$$T = \frac{\ell}{K_{eff} - 1} \sim \frac{\ell}{\rho}$$

إذن ، فإن تصاعد التدفق الناتج عن تغير قفزي للتفاعلية ناتج عن النيوترونات الفورية .

مناقشة الحالة لدى اعتبار النيوترونات البطيئة :

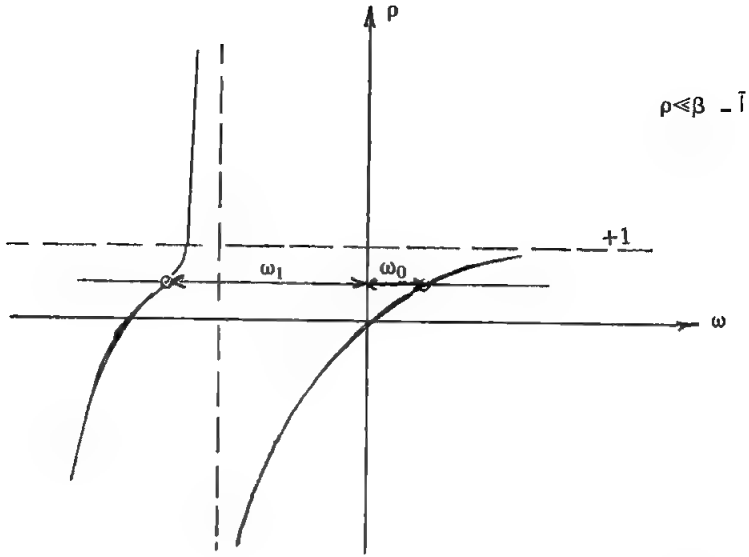
تقتصر المناقشة على حالتين هما :  $\rho \ll \beta$  و  $\rho \gg \beta$  :

$$\bar{A} - \rho \ll \beta :$$

$\omega_0 \ll \lambda_i$  تعطي :

$$\rho = \frac{\ell \omega_0}{K_{eff}} + \sum \frac{\beta_i \omega_0}{\lambda_i}$$

نضع  $\omega_0 = \frac{1}{T}$  فنحصل على :



الشكل (3)

$$T = \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\ell}{K_{\text{eff}}} + \sum \beta_i t_i \right]$$

إذا أخذنا بعين الاعتبار أن :

$$\lambda = \frac{\beta}{\sum \beta_i t_i} ; \sum \beta_i t_i = \frac{\beta}{\lambda}$$

نحصل على :

$$T = \frac{1}{\rho} \left[ \frac{\ell}{K_{\text{eff}}} + \frac{\beta}{\lambda} \right]$$

أي :

$$T \sim \frac{\beta}{\rho \lambda}$$

لأن :

$$\frac{\ell}{K_{eff}} \ll \frac{\beta}{\lambda}$$

بذلك نحصل على ذات النتيجة لدى اعتبار زمرة واحدة من النيوترونات المتأخرة .

$$\text{ب - } \lambda_1 \ll \omega_0 , \rho \gg \beta$$

$$\rho = \frac{\ell \omega}{K_{eff}} + \sum \beta_i$$

$$\rho = \frac{\ell \cdot \omega}{K_{eff}} + \beta ; \beta = \sum \beta_i$$

$$T = \frac{\ell}{K_{eff} (\rho - \beta)} \rightarrow T \sim \frac{\ell}{\rho}$$

لأن  $\rho \gg \beta$  و  $K_{eff} \sim 1$  في حالة مفاعل حرج .  
اذن  $T \sim \frac{\ell}{\rho}$  هو دور مفاعل حرج فوري .

- مثال :

1 - في مفاعل متجانس عارٍ وقوده U-235 يجري رفع قيمة التفاعلية  $\rho$  عند الزمن  $t=t_0$  فجأة من المقدار 5% (هذا يعني من القيمة صفر الى 0,05) . ان زمن التوالد  $\ell$  يبلغ  $2.10^{-4}$  ثانية واستطاعة المفاعل عند الزمن  $t_0$  تبلغ واطاً واحداً .  
احسب الطاقة المحررة بالكيلواط ساعة خلال الزمن  $t_0$  حتى  $t_0+0,1$  ثانية .

الحل :

بما أن  $\rho > \beta$  فان المفاعل يعتبر حرجاً فورياً أي :

$$T \simeq \frac{\bar{\ell}}{\rho} = 4.10^{-3} \text{ s}$$



تتزايد الاستطاعة خلال أربع ميلي ثانية من المقدار  $e$  وبعد 0,1 ثانية نحصل على الطاقة الكلية المحررة بالعلاقة :

$$E = \int_0^{0,1} P_0 e^{\sigma t} dt , P_0 = 1 \text{ W}$$

$$P_0 \cdot T (e^{25}-1) = 80 \text{ KWh}$$

2 - في مفاعل متجانس حراري وعار (U-235) يشتغل باستطاعة ثابتة ، برفع عامل التكاثر الفعال  $K_{eff}$  عند الزمن  $t_0$  من القيمة واحد من ألف (1‰) . يبلغ زمن الانتثار  $\ell$  :  $10^{-4}$  ثانية .

احسب باستخدام زمرة واحدة من النيوترونات المتأخرة التدفق النيوتروني الحراري  $\phi/\phi_0$  .

الحل :

يعطى التدفق الحراري لزمرة واحدة من النيوترونات المتأخرة بالعلاقة :

$$\phi(t) = \phi(t_0) \left\{ \frac{\beta}{\beta - \rho} e^{\frac{\lambda \rho}{\beta - \rho} \cdot t} - \frac{\rho}{\beta - \rho} e^{-\frac{\beta - \rho}{\ell} \cdot t} \right\}$$

لدى تعويض القيم التالية :

$$\beta = 0,0075$$

$$\rho = 0,001$$

$$\ell = 0,0001 \text{ sec}$$

$$\lambda = 0,08 \text{ sec}^{-1}$$

نحصل على :

$$\frac{\phi(t)}{\phi(t_0)} = 1,15 e^{0,0123t} - 0,154 e^{-65t}$$

يلعب اذن الدور المستقر (81 sec) .

2 - احسب في مفاعل يبلغ فيه زمن الانتثار  $10^{-4}$  ثانية ، التفاعلية اللازمة للحصول على دور يبلغ  $10^3$  ثانية و  $10^2$  ثانية و 10 ثوان .  
الحل :

$$T = \frac{\beta - \rho}{\lambda \rho} \quad \text{وفقاً للعلاقة :}$$

$$\rho = \frac{\beta}{\lambda T + 1} \quad \text{نحصل على :}$$

وفي حالة :  $\lambda = 0,08$  و  $\beta = 0,0075$  لدينا النتائج التالية :

T	$\rho$
1000 sec	$9,4 \cdot 10^{-5}$
100 sec	$8,3 \cdot 10^{-4}$
10 sec	$4,2 \cdot 10^{-3}$

4 - لدينا مفاعل متجانس وعار بدأ يكون حرجاً . يتكون هذا المفاعل من محلول مائي ويحتوي على 2,5 Kg U-235 . يضاف 100 g U-235 .  
ان احتمال امتصاص نيوترون وأسرته من قبل U-235 يبلغ 0,9 . يبلغ زمن التوالد الوسطي  $\bar{\ell} = 0,039$  ثانية .

احسب دور المفاعل T ، أي الزمن التي تكبر الاستطاعة خلاله من القيمة e .

الحل :

نحسب أولاً تغير  $K_{eff}$  الذي يسمح بحساب التفاعلية ودور المفاعل .

$$K_{eff} = f \cdot \eta$$

$$\epsilon = \rho = 1 \quad \text{لأن :}$$

$$\Delta K_{eff} = \Delta f \cdot \eta + f \cdot \Delta \eta$$

ان  $\eta$  هو تابع للمقطع العياني الفعال لليورانيوم 235 . لدى التغير العياني يبقى  $\eta$  ثابتاً أي  $\Delta\eta = 0$  ومنه :

$$\Delta K_{eff} = \eta \cdot \Delta f$$

$$\frac{\Delta K_{eff}}{K_{eff}} = \frac{\Delta f}{f}$$

وبالكتابة التفاضلية لدينا :

$$\begin{aligned} df &= \left( \frac{d}{d\Sigma^u} f \right) d\Sigma_a^u \\ &= \frac{d}{d\Sigma^u} \left( \frac{\Sigma_a^u}{\Sigma^u + \Sigma_a^M} \right) d\Sigma_a^u \\ &= \left[ \frac{1}{\Sigma_a^u + \Sigma_a^M} - \frac{\Sigma_a^u}{(\Sigma_a^u + \Sigma_a^M)^2} \right] d\Sigma_a^u \\ &= \frac{d\Sigma_a^u}{\Sigma_a^u + \Sigma_a^M} (1-f) \\ \frac{df}{f} &= \frac{d\Sigma_a^u}{\Sigma_a^u} (1-f) \end{aligned}$$

بعد تعويض القيم العددية لدينا :

$$\frac{df}{f} = \frac{dK_{eff}}{K_{eff}} = \rho = 0,1 \cdot \frac{0,1}{2,5} = 4 \cdot 10^{-3}$$

ومنه بحسب الدور المستقر :

$$\begin{aligned} T &= \frac{\beta - \rho}{\lambda \cdot \rho} = \frac{0,0075 - 0,004}{0,08 \cdot 0,004} \text{ sec} \\ T &\approx 10,9 \text{ sec} \end{aligned}$$

## ملحق ٢/ التحكم بالمفاعلات النووية

### 1 - تأثير النيوترونات المتأخرة :

رأينا سابقاً أنه لدى الانشطار النووي تنشأ أولاً النيوترونات الفورية ومن ثم ينشأ بعد زمن قصير جزء  $\beta$  من النيوترونات ، تسمى النيوترونات المتأخرة التي تلعب دوراً هاماً في التحكم بالمفاعلات .

ان ظهور هذه النيوترونات ينجم عن بعض نتائج انشطار اليورانيوم مثل البور 87 واليود 137 التي هي بمثابة نظائر نشأت عن التفكك الاشعاعي . في الجدول التالي العائد لست زمر من النيوترونات المتأخرة التي تنجم عن انشطار اليورانيوم 235 نجد قيم  $\beta_i$  ( $i=1,2,\dots,6$ ) وقيم ثوابت التفكك  $\lambda_i$  للنوى السوابق ثم أزمدة التأخير  $t_i = \frac{1}{\lambda_i}$  التي هي أزمدة حياة هذه السوابق .

ينجم اجمالاً عدد من النيوترونات المتأخرة  $\beta = \sum \beta_i = 6,417.10^3$  . على الرغم من صغر عدد هذه النيوترونات نسبة لجميع نيوترونات الانشطار فانها تكتسب معنى كبيراً في التصرف الزمني للمفاعل .

بسبب كبر أزمدة الحياة  $t_i$  للنوى السوابق تجاه زمن حياة النيوترونات النووية ، نُعرّف زمن حياة وسطي للنيوترونات المتأخرة يعطى بالعلاقة :

i	$\beta_i\%$	$\lambda_i[s^{-1}]$	$t_i[s]$
1	0,212	0,012	83,4
2	1,406	0,030	33,3
3	1,258	0,111	9,00
4	2,536	0,301	3.32
5	0,738	1,136	0.881
6	0,267	3,013	0,332

$$\bar{\ell} = (1-\beta).\ell + \sum_i \beta_i.t_i$$

$\ell$  : هو زمن حياة النيوترونات الفورية .

وفقاً للقيم الكائنة في الجدول السابق لدينا :

$\sum_i \beta_i.t_i = 0,085 \text{ sec}$  . هذا المقدار هو دوماً كبير تجاه زمن حياة النيوترونات

الفورية  $\ell$  . لذا فان دور المفاعل يحدّد من قبل النيوترونات المتأخرة . لدينا بالتقريب :

$$T = \frac{\bar{\ell}}{K-1} = \frac{0,086}{K-1}$$

في حال  $K=0,01$  فان  $T=86 \text{ sec}$  . هذا يعني أن تغير المحتوى النيوتروني يجري نسبياً ببطء مما يساعد على مراقبة المفاعل والتحكم به .

## 2 - المعادلات الحركية :

لتمثيل التصرف الزمني للمفاعل لدى اعتبار النيوترونات المتأخرة يجب وضع المعادلات الحركية للمفاعل . عندئذ نشير الى كثافة نيوترونات السوابق العائدة الى الزمرة  $i$  بـ  $C_i$  .

ان تمثيل هذه السوابق وتفككها الاشعاعي يجرى بوساطة المعادلات التفاضلية التالية :

$$(1) \quad i=1,\dots,6 ; \quad \frac{dC_i}{dt} = \frac{K\beta_i n(t)}{\ell} - \lambda_i C_i$$

ان مقادير التفكك  $\lambda_i C_i$  تظهر بمثابة منابع في الموازنة النيترونية . في حالة منبع نيتروني  $S(t)$  [n.cm<sup>-3</sup>.s<sup>-1</sup>] ، فان معادلة الموازنة النيترونية الكاملة هي :

$$(2) \quad \frac{dn(t)}{dt} = \frac{K(1-\beta)-1}{\ell} n(t) + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i + S(t)$$

يسمى المقدار  $K_p = K(1-\beta)$  عامل التكاثر الفوري .  
ان المعادلتين (1) و (2) تقدمان من أجل ست زمر من النيترونات جملةً من سبع معادلات تفاضلية يمكن حلها لدى معرفة الشروط الابتدائية .  
في الحالة العامة فان عامل التكاثر  $K$  هو أيضاً تابع للزمن ، وعندئذ فان جملة هذه المعادلات هي غير خطية .

### 3 - تابع التحويل للمفاعل :

نعالج موضوع تابع التحويل في حالة انزياح صغير للمفاعل في حالته المتوازنة ( $K=1$ ) . نستطيع من أجل  $K$  أن نكتب :

$$(3) \quad K = 1 + \delta K ; \quad \delta K \ll 1$$

ومن أجل الكثافة النيترونية  $n$  وكثافة السوابق  $C_i(t)$  نكتب المعادلات التالية :

$$(4) \quad n(t) = n_0 + \delta n(t) ; \quad \delta n(t) \ll n_0$$

$$(5) \quad C_i(t) = C_{i0} + \delta C_i(t) ; \quad \delta C_i(t) \ll C_{i0}$$

عند  $t=0$  لدينا :  $n=n_0, C_i=C_{i0}$  و  $K=1$  .

اذن من المعادلة (1) نحصل على :

$$C_{i0} = \frac{\beta_i \cdot n_0}{\ell \cdot \lambda_i}$$

لأن :

$$\frac{d}{dt} = 0$$

أو :

$$(6) \quad \lambda_i C_{i0} = \beta_i n_0 / \ell$$

$$(7) \quad \sum \lambda_i C_{i0} = \sum_i \beta_i \frac{n_0}{\ell} = \frac{\beta n_0}{\ell}$$

نعوض المعادلات (3) ، (4) و (5) في المعادلة (1) فنحصل على :

$$(8) \quad \frac{d}{dt} (C_{i0} + \delta C_i) = (1 + \delta K) n_0 + \delta n \frac{\beta_i}{\ell} - \lambda_i (C_{i0} + \delta C_i)$$

$$= \frac{\beta_i}{\ell} [n_0 + \delta n + n_0 \delta K + \delta K \cdot \delta n] - \lambda_i (C_{i0} + \delta C_i)$$

$\delta n \cdot \delta k$  قيمة صغيرة جداً مهملة وأيضاً  $n_0 \beta_i \delta k$  بالإضافة الى أن :

$$\lambda_i C_{i0} = \frac{\beta_i n_0}{\ell} , \quad \frac{d}{dt} C_{i0} = 0$$

يبقى من المعادلة (8) ما يلي :

$$(9) \quad \frac{d(\delta C_i)}{dt} = \frac{\beta_i}{\ell} \delta n - \lambda_i \delta C_i$$

نستخرج من المعادلة (1)  $\lambda_i C_i$  ونعوض في المعادلة (2) فنحصل على :

$$\frac{d}{dt} n(t) = \frac{K-1-\beta}{\ell} n(t) + \sum_i \left( \frac{\beta_i}{\ell} n(t) - \frac{d}{dt} C_i \right)$$

$$= \left( \frac{K-1}{\ell} - \frac{\sum \beta_i}{\ell} \right) n(t) + \sum_i \frac{\beta_i}{\ell} n(t) - \frac{d}{dt} \sum_i C_i$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{(K-1)n(t)}{\ell} - \frac{d}{dt} \sum_{i=1}^6 C_i(t).n(t) + S(t)$$

نفرض المنبع الخارجى مساوياً للصفر ، أي غير موجود . المعادلة السابقة تصبح :

$$(10) \quad \frac{dn(t)}{dt} = \frac{(K-1)n}{\ell} - \sum_{i=1}^6 \frac{d}{dt} C_i(t)$$

نعرض المعادلات (3) ، (4) و (5) في المعادلة (10) نحصل على :

$$\frac{d}{dt} (n_0 + \delta n) = \frac{(1 + \delta K - 1) (n_0 + \delta n)}{\ell} - \sum_{i=1}^6 \frac{d}{dt} (C_{i0} + \delta C_i)$$

أي :

$$\frac{d(\delta n)}{dt} = \frac{\delta K}{\ell} (n_0 + \delta n) - \sum_{i=1}^6 \frac{d}{dt} \delta C_i$$

ولكن  $\delta n, \delta K$  قيمة صغيرة جداً مهمة والمعادلة التفاضلية تصبح :

$$(11) \quad \frac{d}{dt} \delta n = \frac{\delta K}{\ell} n_0 - \sum_{i=1}^6 \frac{d}{dt} \delta C_i$$

ننقل المعادلتين (9) و (11) الى المستوى اللاپلاسي فيكون :

$$s \widetilde{\delta C_i} = \frac{\beta_i}{\ell} \widetilde{\delta n} - \lambda_i \widetilde{\delta C_i}$$

أو :

$$(12) \quad \delta C_i(s + \lambda_i) = \frac{\beta_i}{\ell} \widetilde{\delta n}$$

$$(13) \quad s \delta n = \frac{n_0}{\ell} \widetilde{\delta K} - \sum_{i=1}^6 s \widetilde{\delta C_i}(t)$$



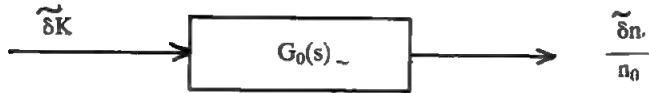
نعوض في (13) عن  $\tilde{\delta C}_i$  بقيمتها مأخوذة من (12) .

$$\delta n.s \left[ 1 + \sum_{i=1}^6 \frac{\beta_i}{\ell} \cdot \frac{1}{s + \lambda_i} \right]$$

ان الاشارة ~ الواردة على القيم السابقة تعني أن هذه القيم أصبحت في مستوى لابلاس .

لدينا عما سبق :

$$(14) \quad G_0(s) = \frac{\tilde{\delta n}}{n_0 \delta K} = \frac{1}{s(\ell + \sum_i \frac{\beta_i}{s + \lambda_i})}$$



الشكل (1)

المعادلة (14) هي تابع التحويل للمفاعل ضمن شروط التقريب التي رأينا .

من أجل  $s = j\omega$  لدينا :

$$(15) \quad G_0(j\omega) = \frac{1}{j\omega(\ell + \sum_i \frac{\beta_i}{j\omega + \lambda_i})}$$

نستطيع أن نغير ثلاثة مجالات :

آ - في حالة ترددات صغيرة جداً  $\lambda_i \gg \omega$  فإن التابع  $G_0(j\omega)$  يحدّد فقط من قبل الوسائط  $\beta_i$  و  $\lambda_i$  . في الواقع لدينا :

$$(16) \quad G_0(j\omega) = \frac{1}{j\omega(\ell + \sum_i \frac{\beta_i}{\lambda_i})} \approx \frac{1}{j\omega \ell}$$

ان ثابتة الزمن  $\bar{\ell}$  الفعالة والمثقلة على جميع النيوترونات الفورية والمتأخرة لا تتعلق تقريباً بزمان حياة النيوترونات الفورية . في الواقع من أجل اليورانيوم - 235 . لدينا :

$$0,085 = \sum \beta_i t_i = \sum \beta \frac{1}{\lambda_i} \quad \text{ثانية}$$

بينما  $\ell \leq 10^{-3}$  ثانية .

$$\text{لدينا : } \bar{\ell} = \ell + \sum_i \beta_i / \lambda_i \approx 0,085 \text{ ثانية .}$$

عندما تنتهي  $\omega$  الى الصفر ( $\omega \rightarrow 0$ ) فان  $G_0(j\omega) \rightarrow \infty$  هذا يعني أن  $\delta n \rightarrow \infty$  ، أي أن الكثافة النيوترونية تكبر دون حدود والمفاعل يصبح غير مستقر إذا ما اعتبرنا مفعول النيوترونات فقط دون الأخذ بعين الاعتبار مفعول درجات الحرارة وفقاعات البخار وتأثير الكسنون .

ب - في مجال الترددات العالية ( $\omega \gg \lambda_i$ ) و  $\omega \gg \frac{\beta}{\ell}$

لدينا :

$$\begin{aligned} G_0(j\omega) &\equiv \frac{1}{j\omega(\ell + \sum_i \beta_i / j\omega)} \\ &\approx \frac{1}{j\omega\ell + \sum_i \beta_i} = \frac{1}{j\omega\ell + \beta} \\ (17) \quad &\approx \frac{1}{\ell(j\omega + \beta/\ell)} \end{aligned}$$

اذن من أجل  $\omega \gg \frac{\beta}{\ell}$  لدينا :

$$(18) \quad G_0 \approx \frac{1}{j\omega\ell}$$

نرى أن  $G_0(j\omega) \rightarrow 0$  بسرعة عند الترددات العالية لأن المفاعل لا يستطيع أن يتبع التغير السريع في التفاعلية اذ أن تابع التحويل السابق يتعلق فقط بزمان حياة النيوترونات السريعة .

جـ- في المجال  $\lambda_1 \ll \omega \ll \beta/\ell$  فإن التابع (17) يصبح :

$$G_0(j\omega) = \frac{1}{\beta} = \text{Cte}$$

استقرار المفاعل النووي الحراري دون عاكس :  
انطلاقاً من تبسيط معادلة بولتزمن التفاضلية من الرتبة الثانية التي تصف حركية المفاعل آخذين بعين الاعتبار مبدأ انتشار النيوترونات ، نحصل على معادلات الحركة التفاضلية التالية العائدة كما هو مصطلح عليه الى المفاعل النقطي والى زمرة واحدة من النيوترونات المتأخرة .  
تؤخذ في هذه المعادلات قيمة وسطية لثابتة التفكك  $\bar{\lambda}$  .

$$(19) \quad \frac{d}{dt}(C+\delta C) = \frac{\beta}{\ell} (n_0+\delta n) - \bar{\lambda}(C_0+\delta C)$$

$$(20) \quad \frac{d}{dt}\delta C = \frac{\beta}{\ell} (n_0+\delta n) - \bar{\lambda} (C_0+\delta C)$$

$$\frac{dC_0}{dt} = 0 \rightarrow C_0 = \frac{\beta}{\ell \cdot \bar{\lambda}} n_0$$

$$(21) \quad \begin{aligned} \frac{d}{dt}\delta C &= \frac{\beta}{\ell} (n_0+\delta n) - \bar{\lambda} \left( \frac{\beta}{\ell \cdot \bar{\lambda}} n_0 + \delta C \right) \\ &= \frac{\beta}{\ell} (n_0+\delta n) - \frac{\beta}{\ell} n_0 - \bar{\lambda} \delta C \\ &= \frac{\beta}{\ell} n_0 + \frac{\beta \delta n}{\ell} - \frac{\beta}{\ell} n_0 - \bar{\lambda} \delta C \end{aligned}$$

$$(22) \quad \frac{d}{dt} \delta C = \frac{\beta}{\ell} \delta n - \bar{\lambda} \delta C$$

تنقل (22) الى مستوى لابلاس :

$$(23) \quad s \delta C = \frac{\beta}{\ell} \delta n - \bar{\lambda} \widetilde{\delta C}$$

$$(24) \quad \frac{dn}{dt} = \frac{K-1}{K} \cdot \frac{n}{\ell} - \frac{dC}{dt}$$

$$n = n_0 + \delta n ; C = C_0 + \delta C$$

$$\frac{d}{dt} (n_0 + \delta n) = \frac{\delta K + 1 - 1}{(\delta K + 1) \ell} (n_0 + \delta n) = \frac{d}{dt} (C_0 + \delta C)$$

$$\frac{d}{dt} \delta n = \frac{\delta K \cdot n_0}{(1 + \delta K) \ell} - \frac{d}{dt} \delta C ; \delta n \cdot \delta K \approx 0$$

بفرض أن :  $1 + \delta K \approx 1$  تكتب المعادلة السابقة :

$$\frac{d}{dt} \delta n = \frac{\delta K}{\ell} n_0 - \frac{d}{dt} \delta C$$

في مستوى لابلاس :

$$s \cdot \widetilde{\delta n} = \frac{\delta K}{\ell} n_0 - s \widetilde{\delta C}$$

$$s \cdot \widetilde{\delta n} = \frac{\delta K}{\ell} n_0 - s \left( \frac{\beta}{\ell} \cdot \frac{\widetilde{\delta n}}{s + \bar{\lambda}} \right)$$

$$s \cdot \widetilde{\delta n} \left( 1 + \frac{\beta}{\ell} \cdot \frac{1}{s + \bar{\lambda}} \right) = \frac{\delta K}{\ell} n_0$$

$$(25) \quad \frac{\widetilde{\delta n}}{n_0 \cdot \delta K} = \frac{1}{s} \cdot \frac{1}{(\ell + \frac{\beta}{s + \bar{\lambda}})}$$

$$G_0(s) = \frac{\widetilde{\delta n}}{n_0 \cdot \delta K} = \frac{1}{s(\ell + \frac{\beta}{s + \bar{\lambda}})}$$

$$G_0(s) = \frac{s + \bar{\lambda}}{s[\ell(s + \bar{\lambda}) + \beta]} \quad \text{أو :}$$

$$(26) \quad G_0(s) = \frac{s + \bar{\lambda}}{s[\ell(s + \bar{\lambda}) + \frac{\beta}{\ell}]}$$

حيث :  $\beta = 0,0066$ ,  $\ell = 10^{-3}s$ ,  $\bar{\lambda} = 0,0785s^{-1}$

بما أن  $\frac{\beta}{\ell} = 6,6$  فإن  $\frac{\beta}{\ell} \gg \bar{\lambda}$  ، تهمل بذلك  $\bar{\lambda}$  تجاه المعادلة (26) . إذن :

$$G_0(s) = \frac{s + \bar{\lambda}}{s \cdot \ell(s + \beta/\ell)} = \frac{\bar{\lambda}(1 + s/\bar{\lambda})}{s \cdot \ell \frac{\beta}{\ell} (1 + \frac{s}{\beta/\ell})}$$

$$(27) \quad G_0(s) = \frac{\bar{\lambda}/\beta (1 + s/\bar{\lambda})}{s(1 + s/\beta/\ell)}$$

حساب التابع العابر أي حساب  $\frac{\delta n(t)}{n_0}$  من أجل قفزة للتفاعلية  $\delta K/s$ .

$$\frac{\widetilde{\delta n}}{s \cdot n_0} = \frac{\widehat{\delta K}}{s} \cdot \frac{1/\ell(s + \bar{\lambda})}{s(s + \beta/\ell)} \quad \text{في الواقع :}$$

أو :

$$H(s) = \frac{\widetilde{\delta n}}{s \cdot n_0} = \left[ \frac{\beta - \ell \cdot \bar{\lambda}}{\beta^2 \cdot s} + \frac{\bar{\lambda}}{\beta s^2} - \frac{\beta - \ell \cdot \bar{\lambda}}{\beta^2 (s + \beta/\ell)} \right] \widetilde{\delta K}$$

بالانتقال الى مستوى الزمن لدينا :

$$\mathcal{L}^{-1} H(s) = h(t)$$

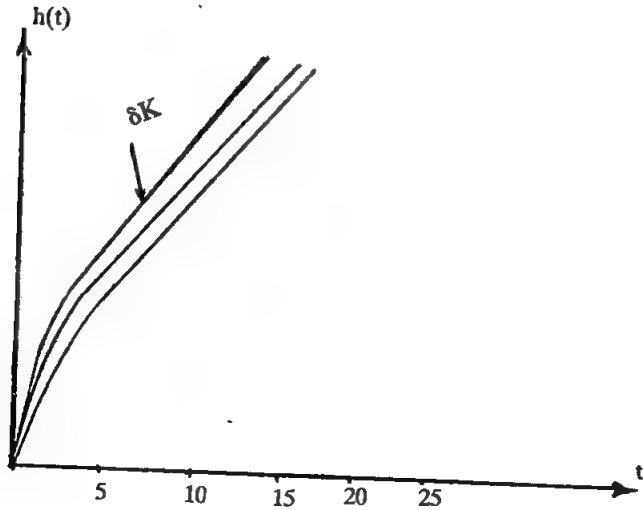
$$(28) \quad h(t) = \left[ \frac{\beta - \ell \bar{\lambda}}{\beta^2} + \frac{\bar{\lambda}}{\beta} \cdot t - \frac{\beta - \bar{\lambda} \ell}{\beta^2} e^{-(\beta/\ell) \cdot t} \right] \widetilde{\delta K}$$

أو :

$$(29) \quad h(t) = \frac{\delta n(t)}{n_0} = (150 + 12t - 150 e^{-6t}) \delta K$$

من أجل القيم :  $\delta K = 55 \cdot 10^{-4}$ ,  $\delta K = 6,4 \cdot 10^{-4}$ ,  $\delta K = 7 \cdot 10^{-3}$

لدينا منحنيات التابع العابر التالية : انظر الشكل (2) :



(الشكل 2)

استقرار الدارة المفتوحة (دون رد فعل خلفي) بطريقة نايكوست لدينا :

$$G_0(S) = \frac{\bar{\lambda}}{\beta} \frac{1+s\bar{\lambda}}{s(1+s/\beta/\epsilon)}$$

أو :

$$(30) \quad G_0(j\omega) = \frac{\bar{\lambda}}{\beta} \frac{1+j\omega\bar{\lambda}}{s(1+j\omega/\beta/\epsilon)}$$

بتعويض  $\bar{\lambda}$ ,  $\beta$  و  $\epsilon$  بقيمها نحصل على :

$$(31) \quad G_0(j\omega) = \frac{12(1+12,73j\omega)}{j\omega(1+0,1515j\omega)}$$

نضرب الصورة والمخرج بمرافق المخرج ونستخرج القيم الحقيقية والقيم التخيلية لـ  $G_0(j\omega)$  :

$$\text{Re}G_0 = \frac{158,3}{1+0,0023 \omega^2}$$

$$\text{Im}G_0 = - \frac{12 (1+2\omega^2)}{\omega (1+0,0023\omega^2)}$$

$$\angle G_0 = \arctg 12,73 \omega - \frac{\pi}{2} . \arctg 0,1515 \omega$$

$$\omega=0 \rightarrow \text{Re}G_0=158,3 \leftarrow$$

مستقيم مقارب

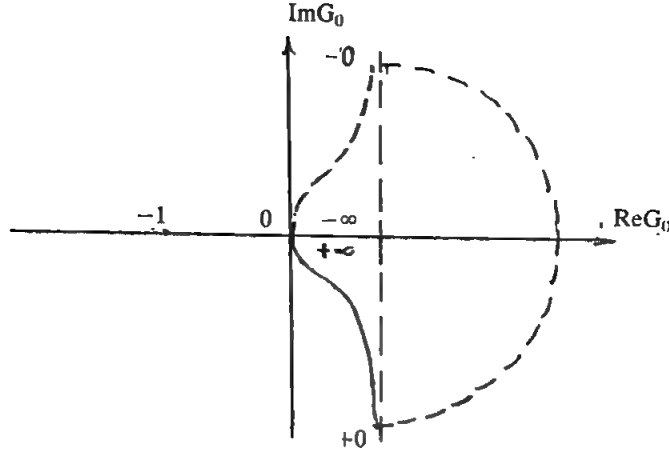
$$\text{Im}G_0 = - \infty$$

$$\angle G_0 = - \frac{\pi}{2}$$

$$\omega=\infty \rightarrow \text{Re}G_0 = 0$$

$$\text{Im}G_0 = 0$$

$$\angle G_0 = - \frac{\pi}{2}$$



الشكل (3)

يفلق منحنى نايكويست على ذاته من  $-\pi$  بين  $-0$  و  $+0$  .  
 منحنى نايكويست لا يدور حول  $(-1)$  : اذن المفاعل مستقر بفعل  
 النيوترونات المتأخرة . انظر الشكل (3) .  
 درس استقرار المفاعل بموجب المعادلة (31) وبواسطة مخطط بود ومخطط  
 فرق الصفحة . تشاهد النتائج في الشكل (4) حيث نجد أن هامش الطور يساوي  
 تقريباً 90 درجة .

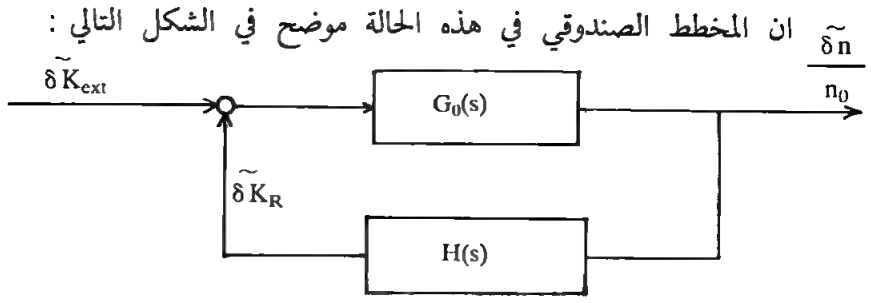
دراسة استقرار المفاعل مع الأخذ بعين الاعتبار تأثير درجة الحرارة :  
 في حالة تغير الاستطاعة في المفاعل ، يتغير عامل التكاثف نتيجة تغير خارجي  
 وتغير داخلي .

كرد فعل الحرارة في قلب المفاعل نستطيع أن نكتب :

$$(32) \quad \delta K = \delta K_{ext} + \delta K_R$$

حيث  $\delta K_{ext}$  تغير  $K$  الخارجي و  $\delta K_R$  تغير  $K$  الداخلي .





الشكل (A)

$G_0$  هو تابع التحويل للمفاعل بينما  $H(s)$  هو تابع التحويل الناتج عن فعل الحرارة في المفاعل .

ان تابع التحويل للدائرة المغلقة كما هو معلوم هو :

$$(33) \quad G(s) = \frac{G_0(s)}{1 + H(s) \cdot G_0(s)}$$

أما تابع التحويل  $H(s)$  فيعطى بالعلاقة :

$$(34) \quad H(s) = \frac{\widetilde{\delta K_R}}{\widetilde{\delta n/n_0}} = \frac{\widetilde{\delta K_R}}{\delta T} \cdot \frac{\widetilde{\delta T}}{\widetilde{\delta n/n_0}} = \alpha \frac{\widetilde{\delta T}}{\widetilde{\delta n/n_0}}$$

$\delta T$  هو تغير درجة الحرارة المطلقة في المفاعل المتجانس المعتبر و  $\alpha$  هو عامل الحرارة ويساوي نسبة تغير التفاعلية الى تغير الحرارة من درجة واحدة . ان العلاقة بين الحرارة والاستطاعة (التي تتناسب مع الكثافة النيوترونية) توصف عموماً من خلال معادلات نقل الحرارة . وفي أبسط الحالات فان الحرارة تتبع الاستطاعة بتأخير في الزمن من الدرجة الأولى وفقاً للعلاقة :

$$(35) \quad \tau \frac{d}{dt} \delta T = -\delta T + T_d \cdot \frac{\delta n}{n_0}$$

حيث  $\tau$  هو الزمن اللازم لبلوغ الحرارة المستقرة .  $T_d$  هي الحرارة النهائية المستقرة لدى افتراض كثافة نيوترونية مضاعفة وشروط تبريد ثابتة (هذا هو افتراض

تقريبي) . من أجل تغير جيبي لـ  $\delta n$  لدينا في مستوي لابلاس واستناداً الى المعادلة السابقة :

$$\tau.s.\widetilde{\delta T} = -\widetilde{\delta T} + T_d \frac{\widetilde{\delta n}}{n_0}$$

$$\widetilde{\delta T} (\tau.s+1) = T_d \cdot \frac{\widetilde{\delta n}}{n_0}$$

أو :

$$\frac{\widetilde{\delta T}}{\widetilde{\delta n}} \cdot n_0 = \frac{T_d}{1+\tau.s}$$

نضرب طرفي هذه المعادلة بـ  $\alpha$  نحصل على :

$$(36) \quad \frac{\widetilde{\delta T}}{\widetilde{\delta n}} n_0 \cdot \alpha = \frac{\alpha T_d}{1+\tau.s} = H(s)$$

نضع  $\alpha T_d = -a$  فنحصل على تابع التحويل لنقل الحرارة :

$$(37) \quad H(s) = - \frac{a}{1+\tau.s}$$

من أجل  $\alpha = -10^{-3} \text{C}^\circ$ ,  $T_d = 500^\circ \text{C}$ ,  $a = 5 \cdot 10^{-3}$  نرسم مخططات بود وفروق الصفحة وذلك في حالة :  $\tau = 0,2 \text{ s}$  و  $\ell = 10^{-3}$  .  
لدراسة استقرار الدارة المعطاة بالمخطط الصندوقي (A) يكفي أن ندرس الدارة المفتوحة .

بواسطة مخطط بود أو منحني نايكويست نستطيع أن نؤكد فيما اذا الدارة المغلقة أي المفاعل مع تأثير الحرارة مستقرة أم لا .  
تابع التحويل للدارة المفتوحة هو :

$$(38) \quad B(s) = G_0(s) \cdot H(s)$$

استناداً الى (31) و (37) وبعد تعويض الثوابت بقيمها لدينا :

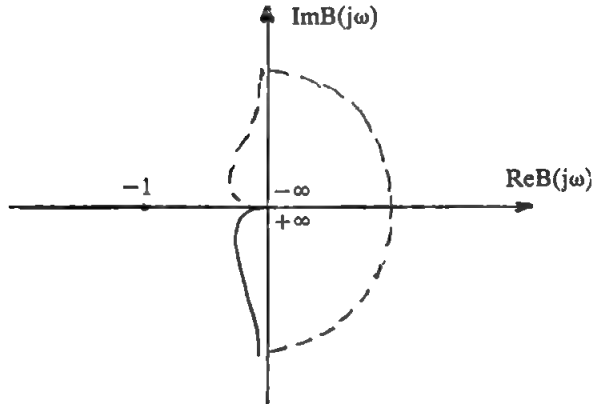
$$(39) \quad B(j\omega) = \frac{60.10^{-3} \cdot (1 + j\omega/0.0785)}{j\omega(1 + j\omega/6) \cdot (1 + j\omega/5)}$$

بما أن  $B(j\omega)$  له قطب  $s=0$  فان منحنى  $B(j\omega)$  يغلق على ذاته من  $\pi -$  بين  $(+0, -0)$ .

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} B(j\omega) = -\infty \rightarrow \angle B(j\omega) = -90^\circ$$

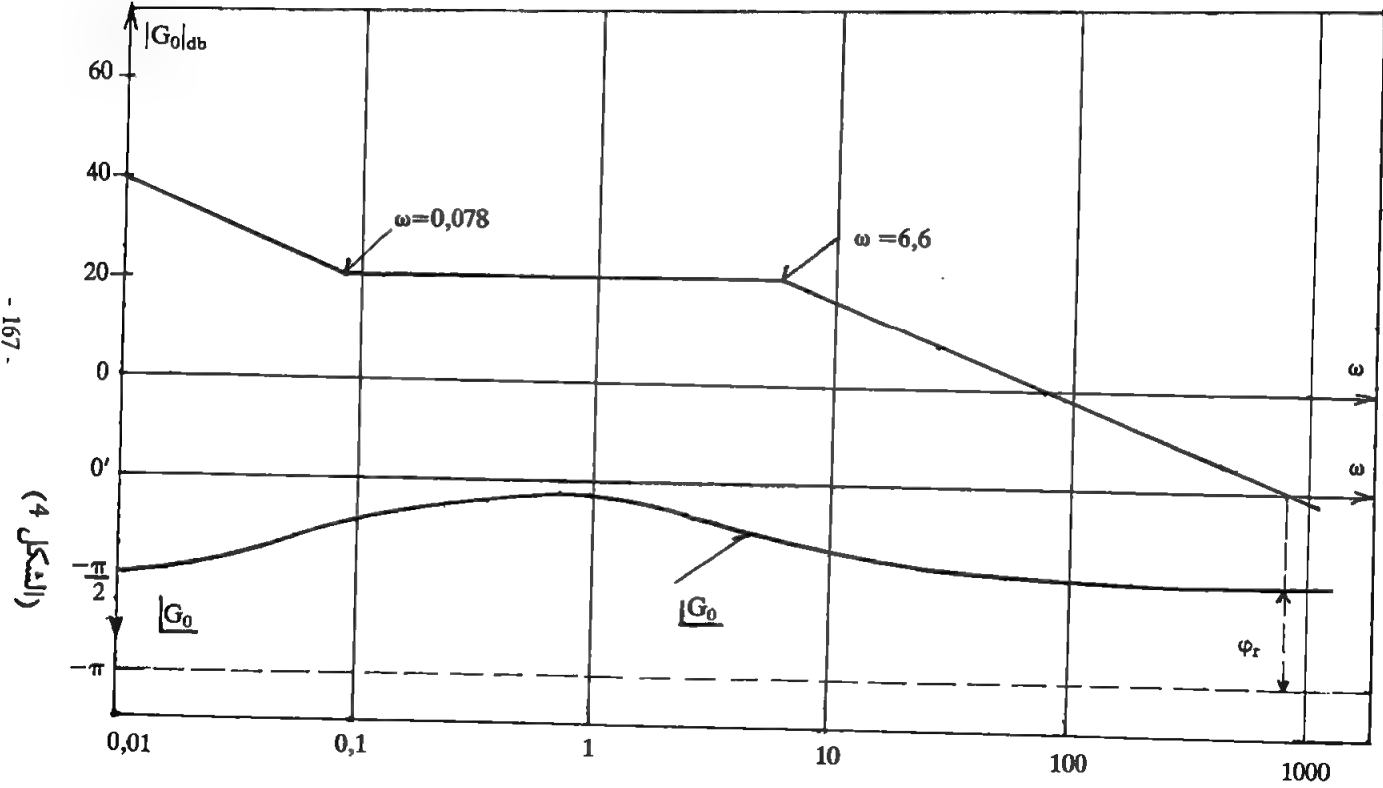
$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} B(j\omega) = 0 = \angle B(j\omega) = -180^\circ$$

ان منحنى نايكويست في الشكل (5) لا يدور حول  $(-1)$  . اذن الدارة المغلقة أي المفاعل هو مستقر .



الشكل (5)

هامش الطور:  $\varphi_r=90^\circ$  : هذا يعني أن المفاعل مستقر بسبب النيترونات البطيئة فقط



ان مخطط بود ومنحني فرق الصفحة يدلان على أن المفاعل هو مستقر أيضاً ،  
 إذ أن هامش الطور هو موجب ويساوي  $84^\circ$  أنظر الشكل (6) .

لقد أجريت دراسة استقرار المفاعل من أجل زمرة واحدة للنيترونات المتأخرة ومن أجل  $\ell=10^{-3}$  و  $\tau=0,2$ . يشاهد في الشكل (7) منحنيات  $|B(j\omega)|$  و  $\angle B$  من أجل  $\ell=10^{-3}$  s و  $\tau=0,25$  لقيم  $a$ :

$a=0, 5 \cdot 10^{-3}, 10^{-2}, 2 \cdot 10^{-2}$

ويشاهد في الشكل (8) منحنيات  $|B|$  و  $\underline{B}$  من أجل  $\ell=10^{-3}$  و  $\tau=2.5$  وقيم  $a$  ذاتها الواردة سابقاً .

محمد باقر مؤلف (الکتاب)

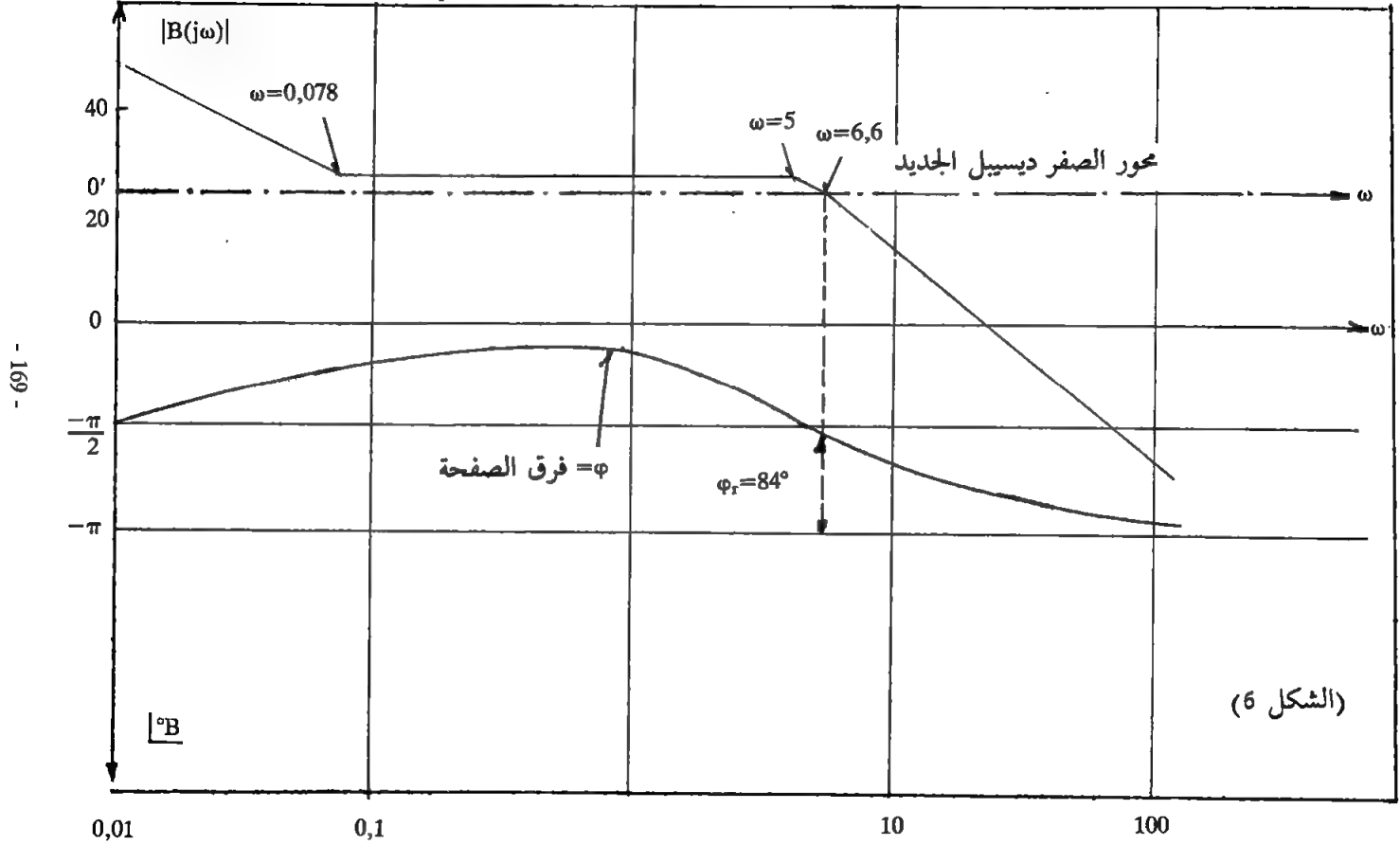
متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة  
مكتبتي الخاصة  
على موقع ارشيف الانترنت  
الرابط

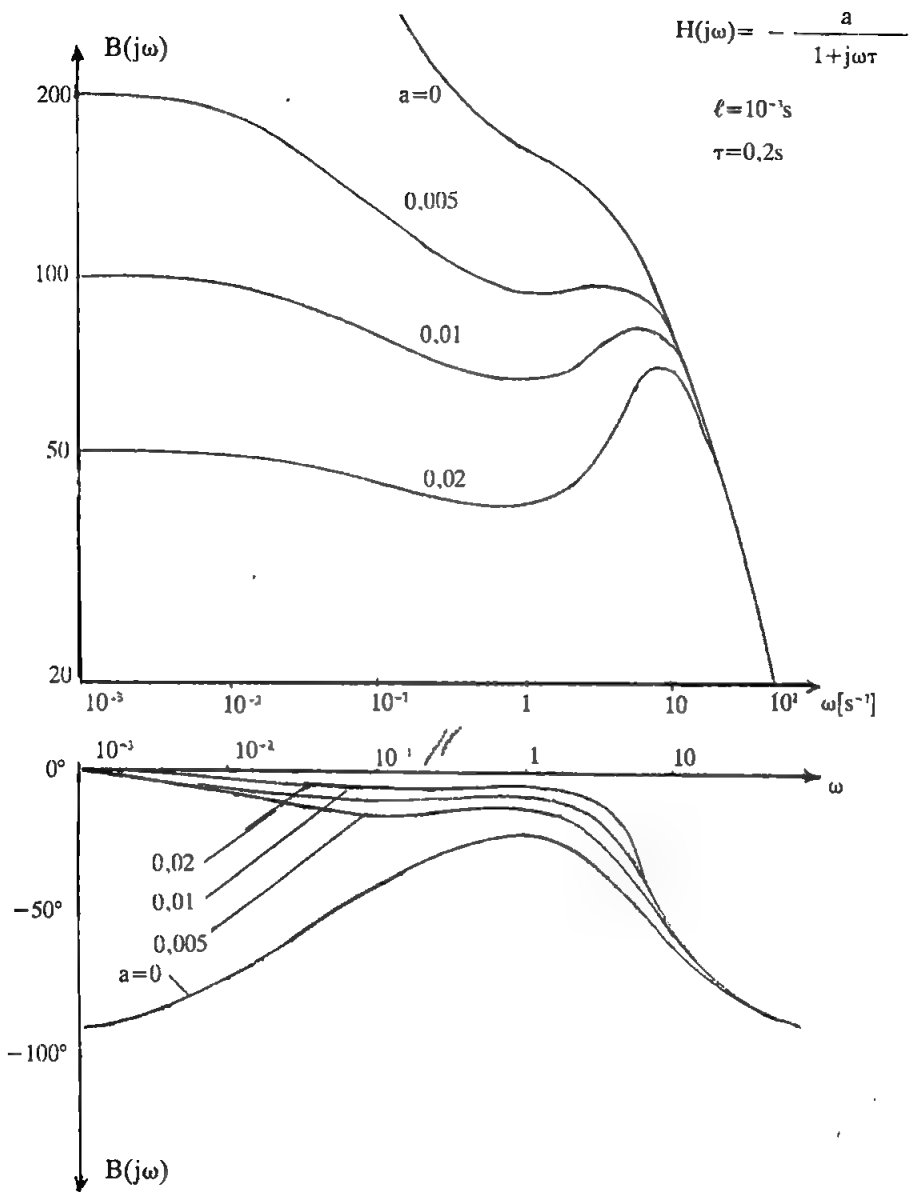
[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

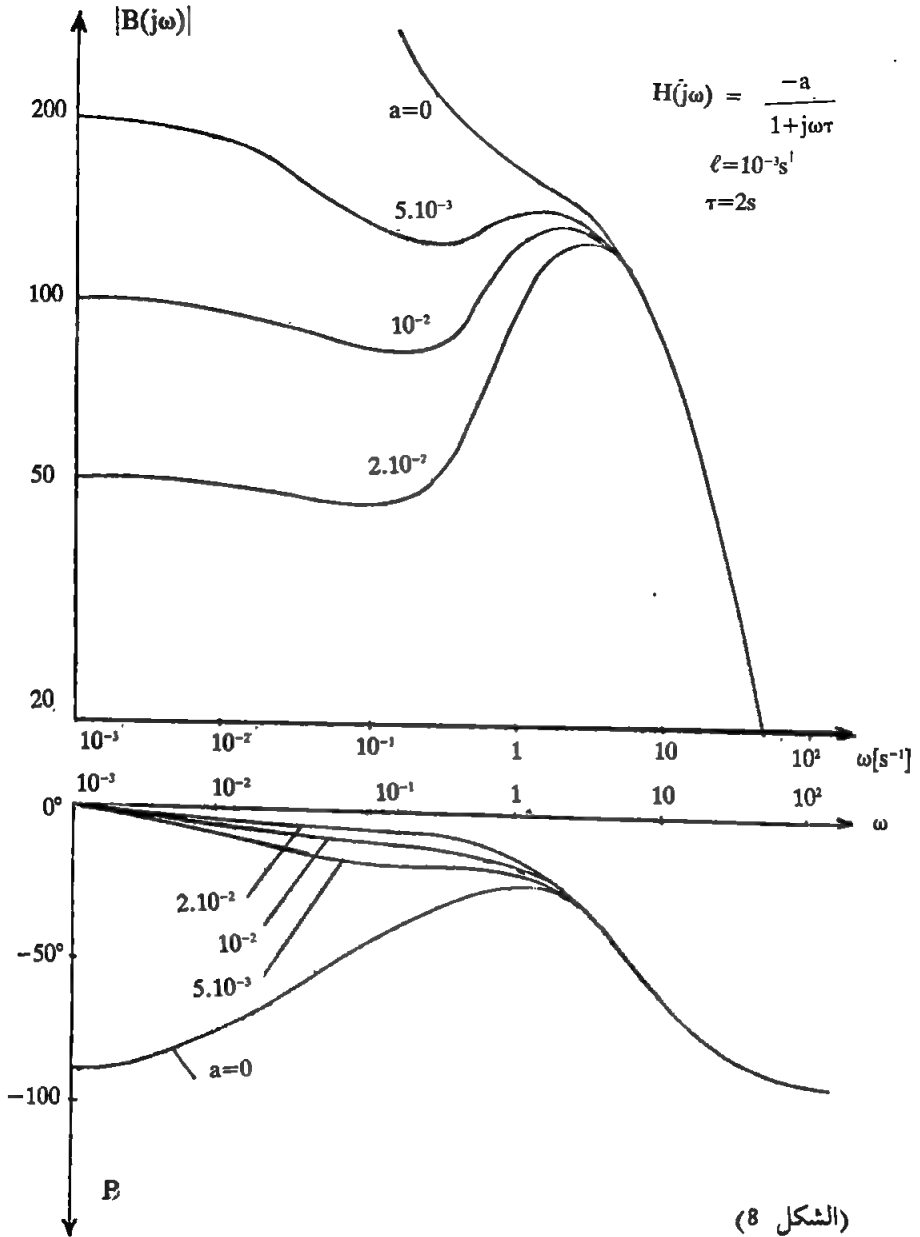
هامش الطور  $\varphi_e = 84^\circ$

مخطط بود وفرق الصفحة: هذا يعني ان المفاعل مستقر لدى اعتبار مفعول الحرارة





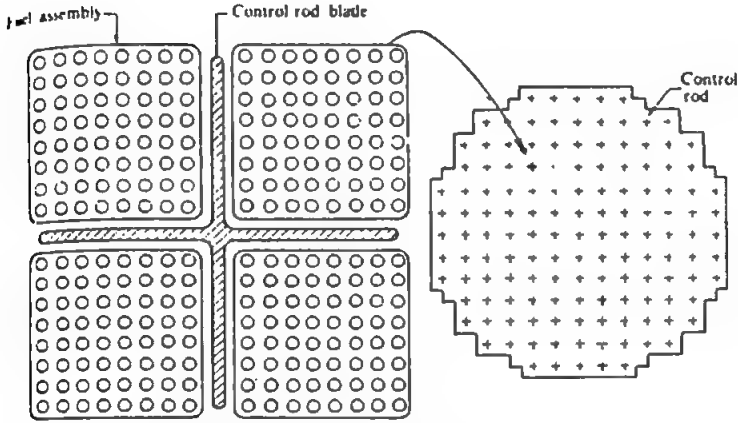
الشكل (7)





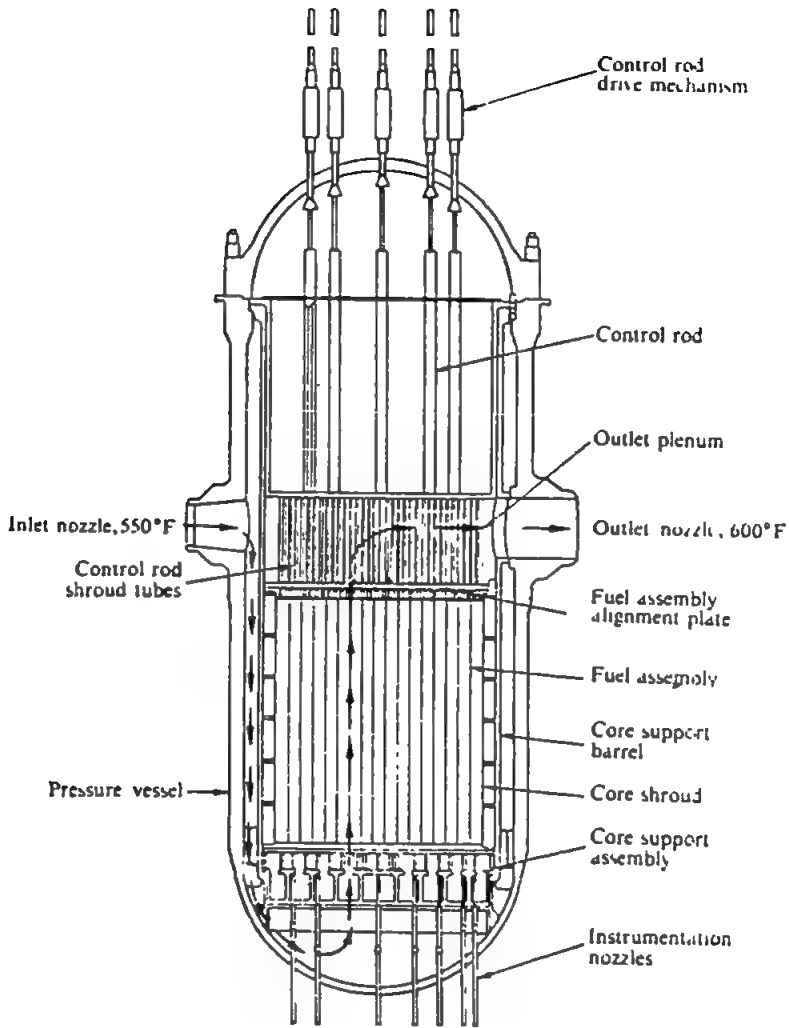
### ملحق /٣/

تُشَاهَد في الصفحات التالية أهم مكونات المفاعلات



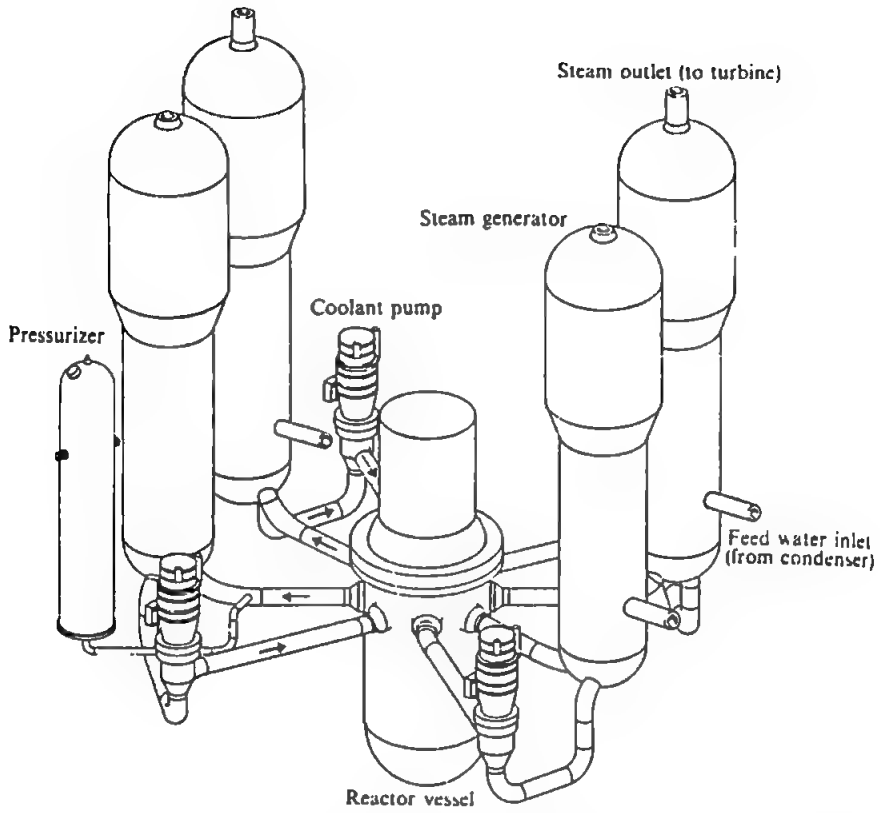
Cruciform rod in place between four fuel assemblies and the complete array of rods for a BWR core. (Courtesy General Electric Company.)

الشكل (1) الشكل المتصالب لقضيب التحكم



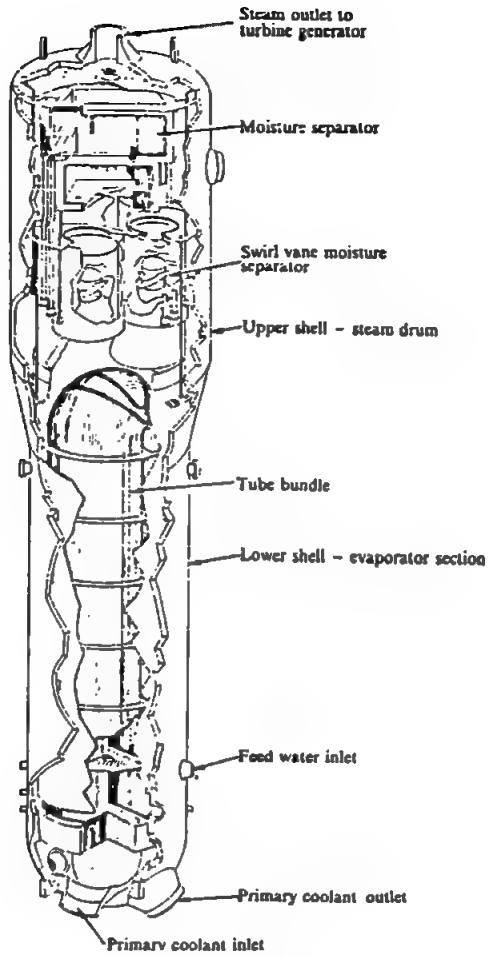
Cross-sectional view of a pressurized-water reactor.  
(Courtesy Combustion Engineering, Inc )

الشكل (2) مقطع عرضي لمفاعل الماء المضغوط



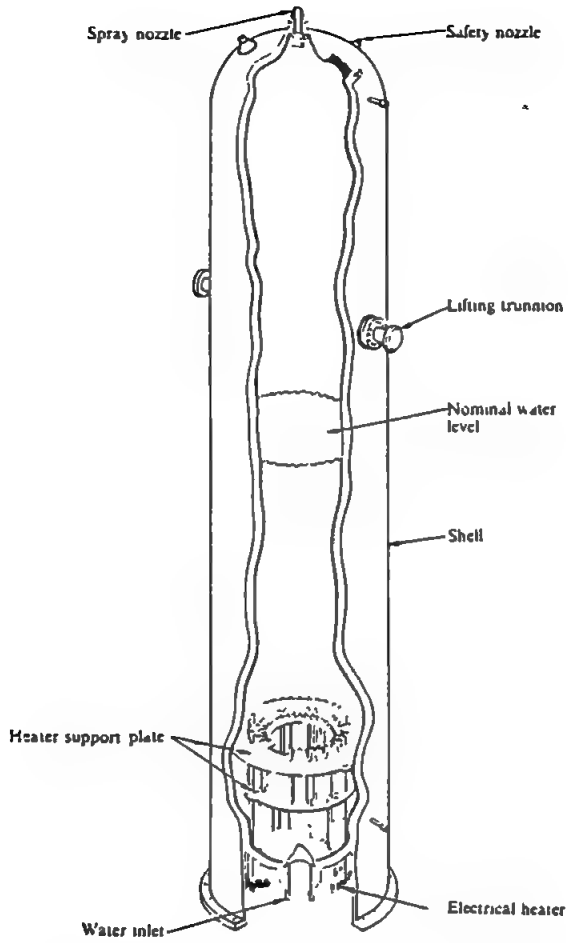
Schematic arrangement of the major components of a PWR steam supply system.

الشكل (3) ترتيب لأهم مكونات نظام المفاعل PWR



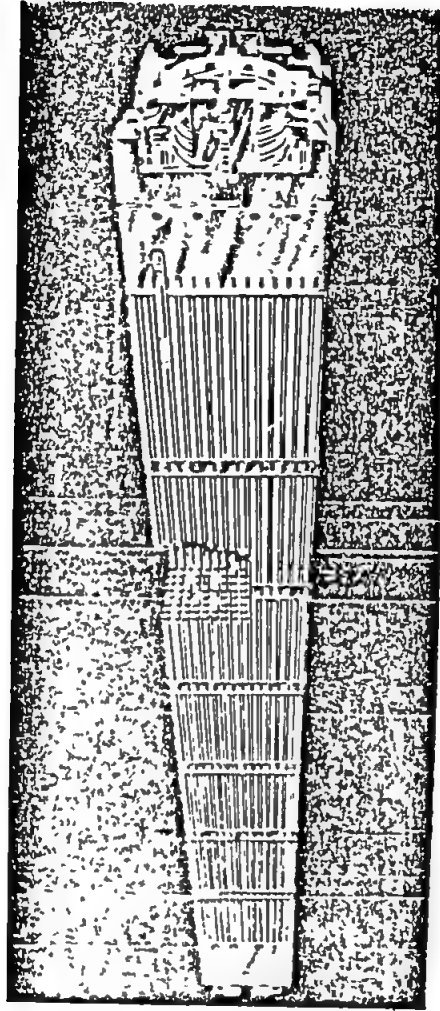
A PWR steam generator. (Courtesy Westinghouse Electric Corporation.)

الشكل (4) مولد البخار للمفاعل PWR



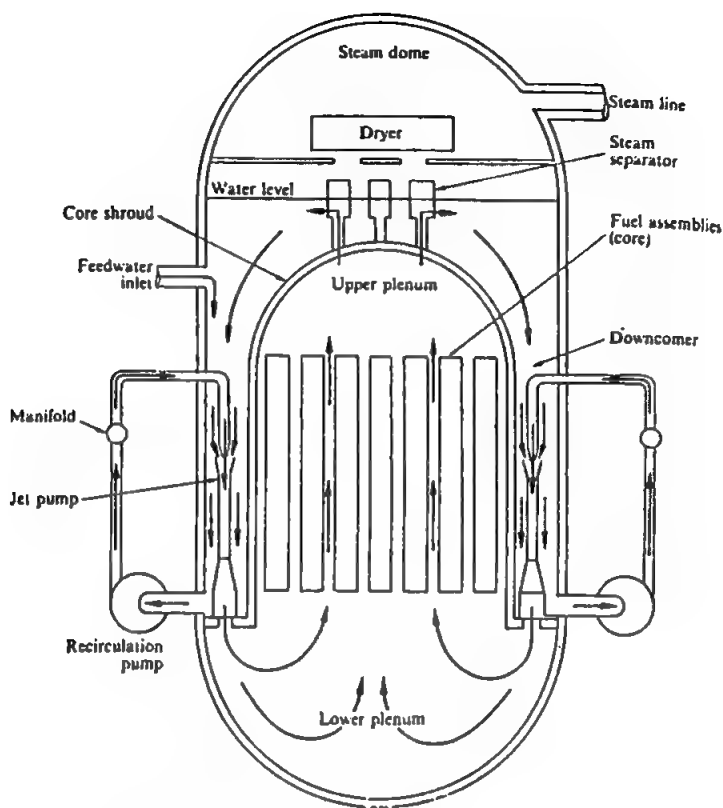
A PWR pressurizer (Courtesy Westinghouse Electric Corporation )

الشكل (5) جهاز الضغط للمفاعل PWR



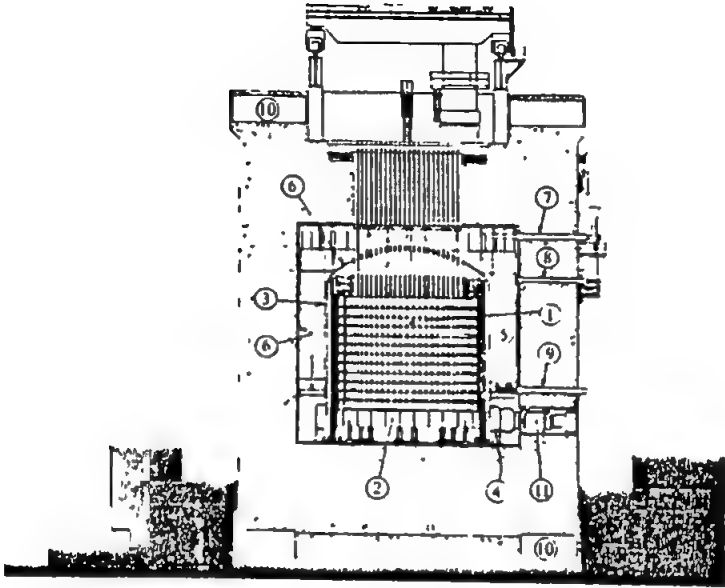
Fuel assembly for a PWR (Courtesy  
Babcock & Wilcox Company)

الشكل (6) حملة الوقود للمفاعل PWR



Cross-sectional view of a boiling-water reactor. The motion of the water is shown by arrows. (Courtesy General Electric Company.)

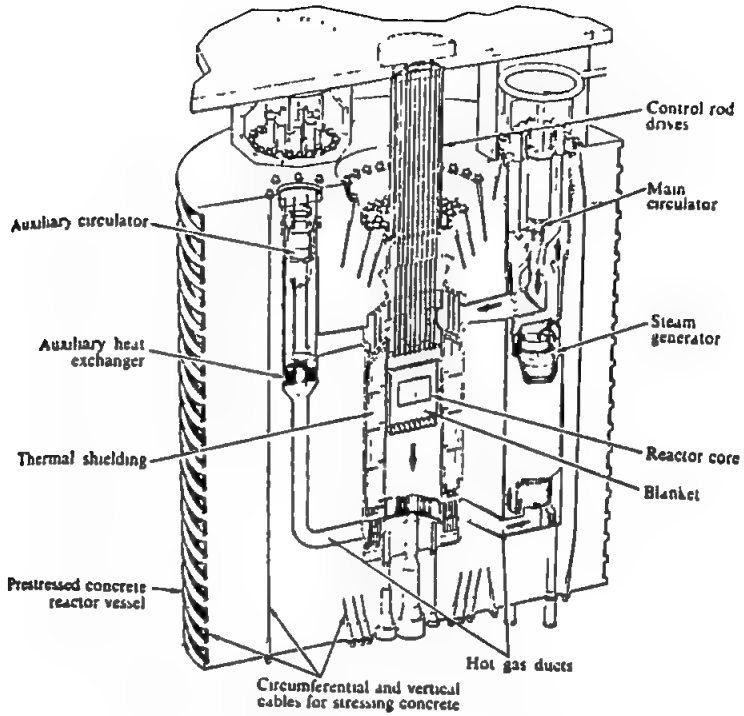
الشكل (7) مقطع عرضي لمفاعل الماء المغلي



The Hinkley Point B advanced gas reactor: (1) reactor core, (2) supporting grid, (3) gas baffle, (4) circulator outlet gas duct, (5) steam generator, (6) thermal insulation, (7, 8) steam duct penetrations, (9) steam generator feed water inlet penetrations, (10) gallery for access to cable stressing concrete reactor vessel, (11) gas circulators (Courtesy the Nuclear Power Group, Limited )

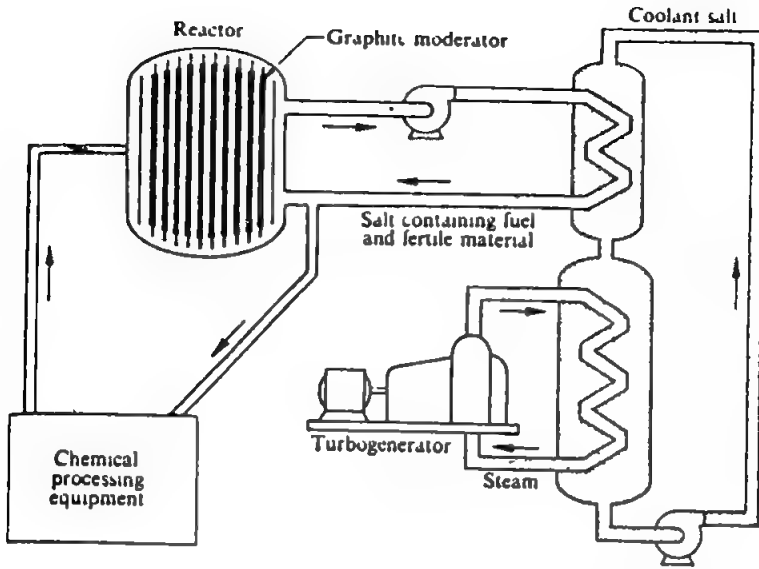
الشكل (8) مفاعل الغاز المتقدم





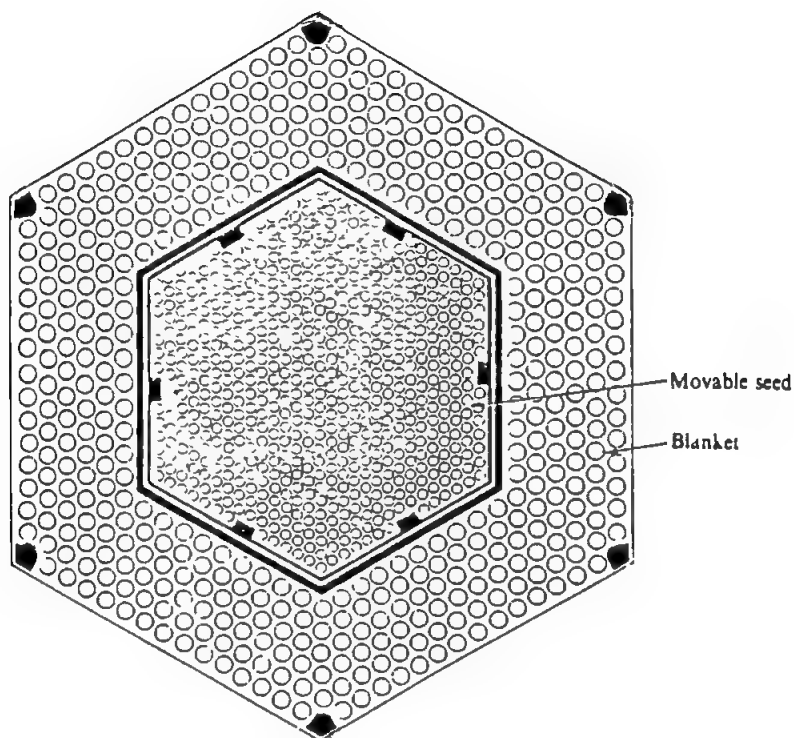
Cross section through a gas cooled fast reactor (Courtesy Gulf General Atomic Company )

الشكل (9) المقطع الطولي لمفاعل سريع مرد بالغاز



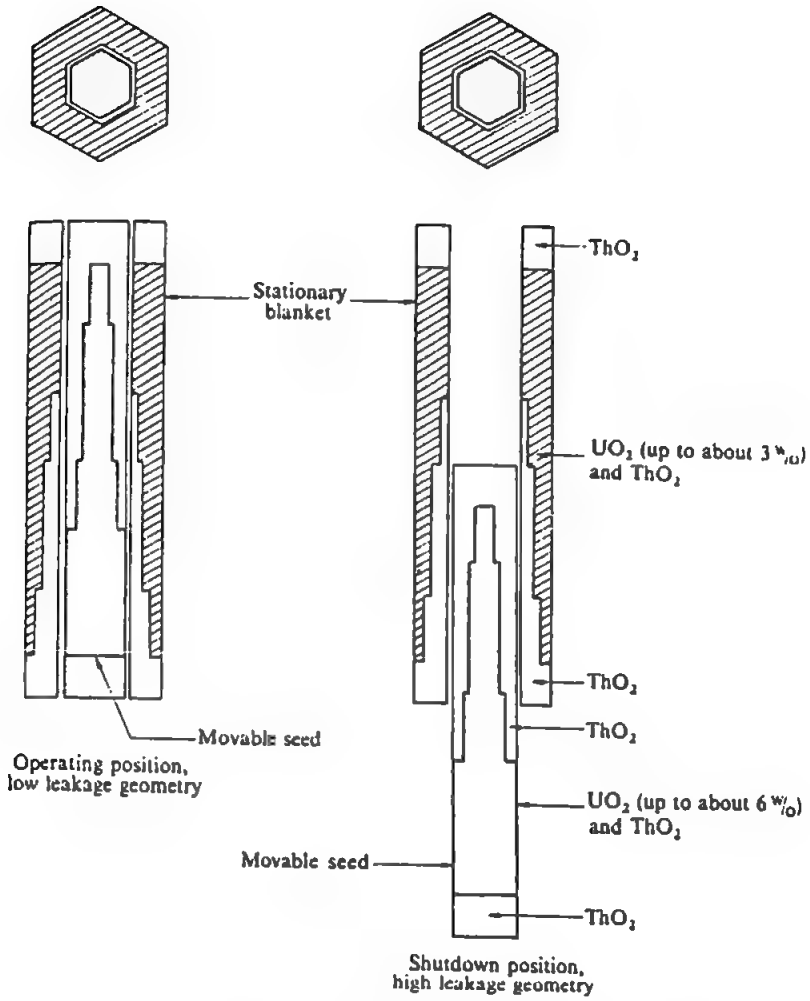
Schematic drawing of a molten salt breeder reactor (Courtesy Oak Ridge National Laboratory )

الشكل (10) مخطط لمفاعل التوالد المبرد بالملح الدائب



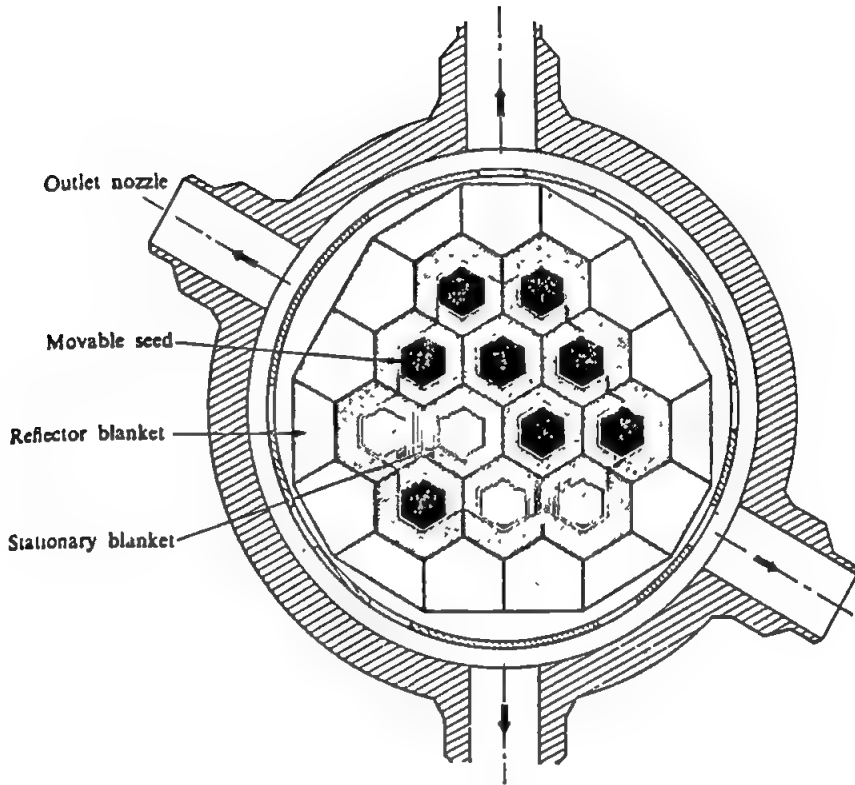
Typical LWBR fuel module cross section (Courtesy USAEC )

الشكل (11) مقطع عرضي لترتيب الوقود في المعامل LWBR



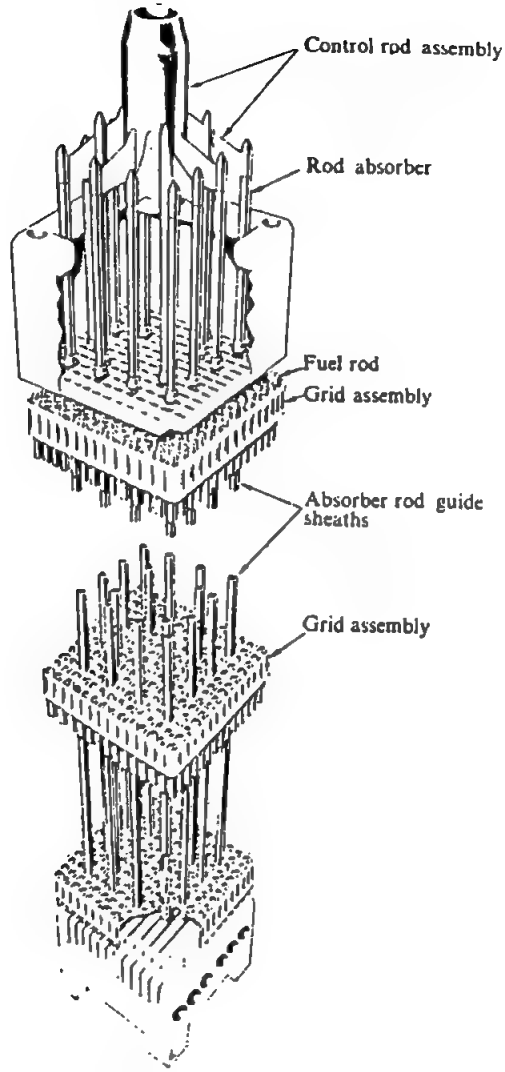
Variable geometry control concept. (Courtesy USAEC.)

الشكل (12) طريقة تحكم ذات هندسة متغيرة



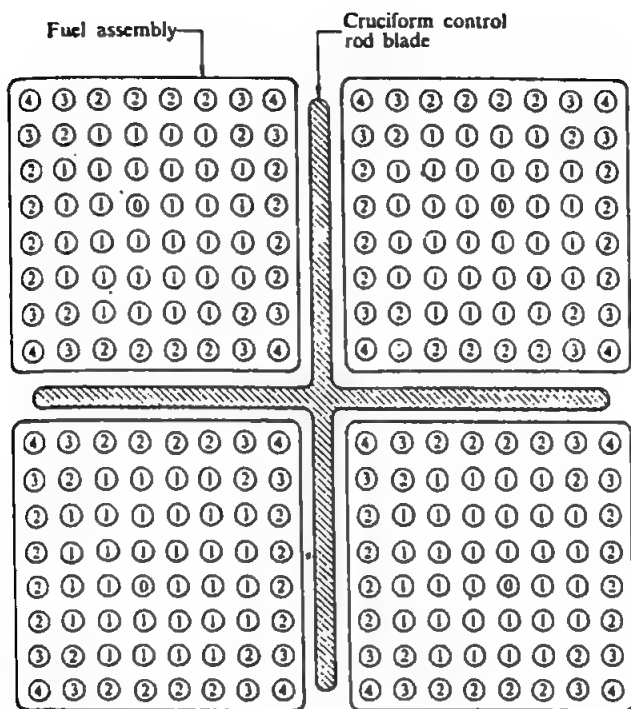
LWBR core cross section. (Courtesy USAEC.)

الشكل (13) المقطع العرضي للمفاعل LWBR



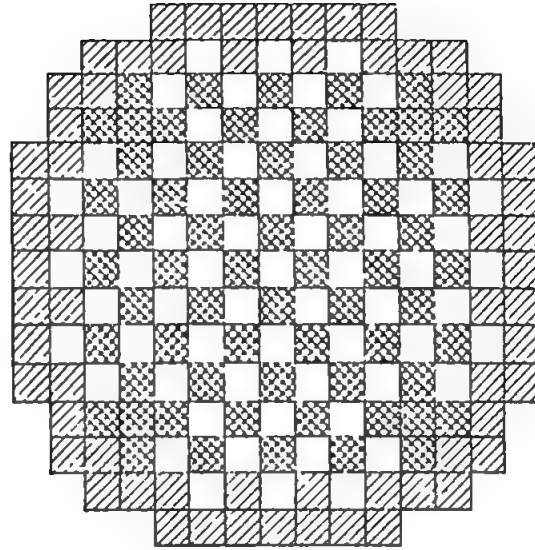
A cluster control rod assembly.  
(Courtesy Westinghouse Electric Corporation.)

الشكل (14) جملة قضبان التحكم



Fuel loading pattern within fuel assemblies of a BWR. (Courtesy General Electric Company.)

الشكل (15) نموذج تعبئة في المفاعل BWR



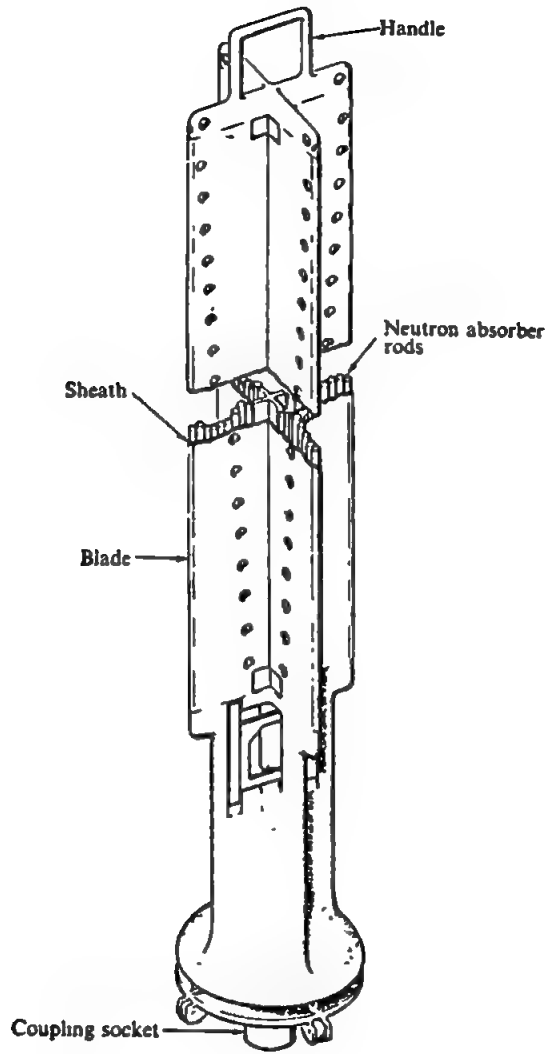
Enrichments



Fuel loading pattern at the beginning of life  
of a PWR (Courtesy Westinghouse Electric  
Corporation )

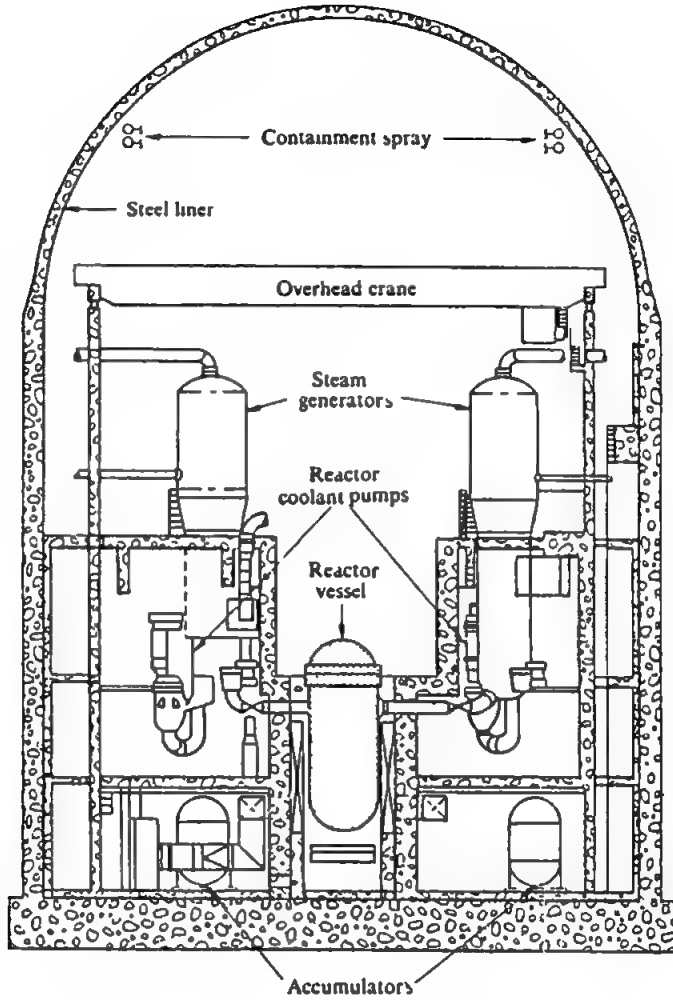
الشكل (16) مودح نعة في بداية حياة المفاعل PWR





A cruciform control rod. (Courtesy General Electric Company )

الشكل (17) قضيب تحكم متصالب



Typical PWR containment.

الشكل (18) حاوي مودحي في المفاعل PWR



## المراجع العلمية

1. Albert ZIEGLER; Lehrbuch der Reaktortechnik,  
Band 1 - Reaktortheorie  
Band 2 - Reaktortechnik  
Spring-Verlag, Berlin / Heidelberg / New York / Tokyo
2. S. GLASTONE und M.C. EDLUNG, Kernreakorthorie
3. Vorlesungen in der Schule fuer Kerntechnik,  
Kernforschungszentrum, Karlsruhe.
4. Kurs-Unterlagen zum Fach Reaktorphysik, Band 1 und 2,  
Eidgenoessisches Institut fuer Reaktorforschung,  
5303 Wuerenlingen/Schweiz
5. Physik und Technik der Kernreaktoren von  
Prof. Dr. Erich BAGGE, Kiel.
6. Nuclear Reactor for Research- The Geneva Series on the Peaceful Uses of  
Atomic Engery: Dr. J.G. BECKERLEY, General Editor.
7. MAYER-KUCKUK, Th.: Kernphysik, 3.Aufl.  
Stuttgart, Teubner 1979.
8. Kurs-Unterlagen zum Fach Kernphysik,  
Eidgenoessisches Institut fuer Reaktorforschung,  
5303 Wuerenlingen, Schweiz.
9. FRAUENFELDER, H.; HENLEY, E.M.: Teilchen und Kerne, Muen-  
chen, Wien, Oldenburg, 1979.
10. OLDEKOP, W.: Einfuehrung in die Kernreaktor- und Kernkraftwerk-  
technik, Teil 1, 2; Muenchen: Thiemig 1975.
11. FASSBENDER, J.: Einfuehrung in die Reaktorphysik,  
Muenchen: Thiemig 1967.
12. SMIDT, D.: Reaktortechnik, Bd. 1; 2.Aufl.,  
Karlsruhe: Braun 1976.
13. SCHRUEFER, E.: Strahlung und Strahlungsmesstechnik in Kernkraft-  
werken, Berlin: Elitera 1974.
14. Schpolski, E.W.: Atomphysik I,II; Berlin: VEB Deutscher Verlag der  
Wissenschaften 1979.

- المعجم الموحد لمصطلحات اللسانيات  
المنظمة العربية للتربية والثقافة والعلوم . تونس 1989 .
- المعجم الموحد /2/ لمصطلحات الفيزياء العامة والنوية 1989  
المنظمة العربية للتربية والعلوم .
- معجم المصطلحات العلمية والتقنية في الطاقة الذرية  
هيئة الطاقة الذرية - سورية 1986 .

## المصطلحات العلمية

Line width	اتساع الخط الطيفي
Diffusion	انتشار
Penetration probability	احتمال النفاذ (الولوج)
Fermi-Dirac statistics	احصائيات - فيرمي وديراك
Height of potential barrier	ارتفاع حاجز الكمون
Pairs of particles	أزواج الجسيمات
Stability of nuclei	استقرار النوى
Polarisation of neutrons	استقطاب النيوترونات
Radiative capture	الأسر الاشعاعي
Resonance capture	الأسر الرنيني
Cerenkov radiation	اشعاع شيرنكوف
Scattered radiation	اشعاع مبعثر
Alpha rays	أشعة ألفا
Gamma rays	أشعة غاما
Bremsstrahlung	أشعة الاكبتاح

X-rays	الأشعة السينية
Radiative decay	التفكك الإشعاعي
Compton recoil electrons	الالكترونات كانتون المرتدة
Absorption	امتصاص
Emission	اصدار (انبعاث)
Fusion	الاندماج
Conversion	التبديل (التحول)
Delayed neutrons	النيوترونات المتأخرة
Protons	البروتونات
Nuclide	النوكليد
Fission	الانشطار
Plasma	بلازما
Emitter	باعث
Plutonium	بلوتونيوم
Positron	بوزيترون
Polonium	بولونيوم
flux	تدفق
Ray analysis	تحليل الأشعة
Internal Conversion	التحول الداخلي
Threshold frequency	تردد العتبة
Reactivity	تفاعلية
Triton	تريتون
Leakage	تسرب
Tritium	تريتيوم
Fission chain reaction	تفاعل انشطاري متسلسل
Nuclear reactions	تفاعلات نووية

Disintegration	تفكك
Scattering	تبعثر (انتثار)
Distribution	توزع
Decay constant	ثابتة التفكك
Plank constant	ثابتة بلانك
Gravitation	جاذبية
Particle	جسيم
Absorption edge	حد الامتصاص
Criticality of reactor	حرجية المفاعل
Critical	حرج
Magnetic properties	الخواص المغناطيسية
Cycle	دورة
Atom	ذرة
Nuclear Atom	ذرة نووية
Resonance	رنين
Critical angle	زاوية حرجة
Diffusion time	زمن الانتثار
Relaxation time	زمن الاسترخاء
Positron electron pair	زوج البوزيترون والالكترون
Charge	شحنة
Fission fragment	شظية انشطار
Intensity of radiation	شدة الاشعاع
Energy	طاقة
Energy of photo-electrons	طاقة الالكترونات الفوتونية
Resonance energy	طاقة رنينية
Nuclear binding energy	طاقة الرباط النووي



Rest mass energy	طاقة كتلة السكون
Released energy	طاقة محررة
Spectrum	طيف
Avogadro number	عدد أفوغادرو
Quantum number	عدد الكموم
Neutron number	عدد النيوترونات
Average life time	عمر متوسط
Half-life	عمر النصف
Factor	عامل
Reactor processes	عمليات المفاعل
Element	عنصر
Ionisation chamber	غرفة التأين
Potential difference	فرق الكمون
Annihilation	فناء
Photon	فوتون
Law of inertia	قانون العطالة
Coulomb's law	قانون كولون
Atomic bomb	قنبلة ذرية
Mass of electron	كتلة الإلكترون
Gravitationa mass	كتلة التجاذب
Detection	كشف
Spin	فتل (اسبين)
Effect	مفعول
Compton effect	مفعول كانتون
Coefficient	معامل
Vector	متجهة

Operator	مؤثر
Range of alpha particles	مدى جسيمات ألفا
X-ray spectrometer	مطياف الأشعة السينية
Scattering coefficient	معامل التبعثر
Mass absorption coefficient	معامل الامتصاص
Multiplication coefficient	معامل التكاثر
Homogeneous	متجانس
Gross section	مقطع عرضاني
Breeder reactor	مفاعل التوالد
Rate of radiation	معدل الاشعاع
Mole	المول
Prompt neutrons	نيوترونات فورية
Relativity	النسبية
Radius of electron	نصف قطر الإلكترون
Fermi theory	نظرية فيرمي
Compound nucleus	نواة مركبة
Activity	نشاط
Nucleus	نوى
Nuclea model	نموذج نووي
Liquid drop model	نموذج قطرة السائل
Absorption cross section	مقطع الامتصاص العرضاني
Activation	تنشيط
Age of neutrons	عمر النيوترونات
Alpha decay	تفكك ألفا
Annihilation radiation	اشعاع الاضمحلال
Atom mass	الكتلة الذرية

Atomic density	كثافة ذرية
Atomic mass number	العدد الكتلي الذري
Atomic weight	الوزن الذري
Attenuation coefficient	معامل التوهين (الأضعاف)
Avogadro's law	قانون أفوغادرو
Barn	وحدة السطح
Beta decay	تفكك بيتا
Beta rays	أشعة بيتا
Binding energy	طاقة الرباط
Boiling-water-reactor	مفاعل الماء المغلي
Boundary conditions	الشروط الحدودية (الحدائية)
Breeder reactor	مفاعل التوالد
Burn-out flux	تدفق الاحتراق
Capture $\gamma$ -rays	أسر اشعة غاما
Cell	خلية
Chain reaction	تفاعل متسلسل
Charged particles	جسيمات مشحونة
Cluster control rods	جملة قضبان تحكم
Compound nucleus	نوى مركبة (وسيلة)
Compton absorption	امتصاص كانتون
Compton scattering	تبعثر كانتون
Containment	حاوي
Control rod	قضيب التحكم
Capture	أسر
Coverision	تبديل
Conversion factor	عامل التبديل
Converter reactor	مفاعل التبديل

Critical mass	الكتلة الحرجة
Criticality of reactor	حرجية المفاعل
Cross section	المقطع العرضي
Decay scheme	مخطط التفكك
Delta function	تابع ديلتا
Deuterium	ديتيريوم
Deuteron	ديترون
Diffusion of neutron	انتشار النيوترونات
Diffusion coefficient	معامل الانتشار
Diffusion length	طول الانتشار
Diffusion time	زمن الانتشار
Distribution function	تابع التوزيع
Divergence	التفرق
Dollar	واحدة نووية
Doppler effect	مفعول دوبلر
Dose	جرعة
Effective energy	الطاقة الفعالة
Eigenvalue	القيمة الخاصة
Elastic scattering	الانتشار المرن
Auger electron	الالكترون أوغر
Energy	طاقة
Enrichment	اغناء (إخصاب)
Excited state	الحالة المحرزة
Fast fission factor	عامل الانشطار السريع
Fast reactor	المفاعل السريع
Factor, multiplication	عامل التكاثر

Fertile isotopes	النظائر المخصبة
Fick's law	قانون فيكز
Fission fragments	شظايا انشطار
Fission neutrons	نيوترونات الانشطار
Fission products	نتائج الانشطار
Flux	تدفق
Four-factor formula	عبارة المعاملات الأربعة
Fuel	وقود
Fusion reactions	تفاعلات اندماجية
Gamma ray	اشعاع غاما
Gas-cooled fast reactor	مفاعل سريع مبرد بالغاز
Gas-cooled thermal reactor	مفاعل حراري مبرد بالغاز
Generation time	زمن الذرية
Gram atomic weight	الوزن الذري الغرامي
Gram molecular weight	الوزن الجزيئي الغرامي
Half-life	عمر النصف
Heavy water reactor	مفاعل الماء الثقيل
Heterogeneous reactor	مفاعل غير متجانس
High temperature gas-cooled reactor	مفاعل الحرارة العالية
Inelastic $\gamma$ -rays	أشعة غاما اللا مرنة
Inelastic scattering	الانتثار اللا مرن
Intensity	شدة
Interaction of radiation with matter	فعل الاشعاع المتبادل
Light-water reactor	مفاعل الماء الخفيف
Linear doubling time	زمن التضاعف
Liquid metal fast breeder reactor	مفاعل التوالد السريع

Macroscopic cross-section	المقطع العرضاني العياني
Magic nuclei	النواة السحرية
Mass change with speed	تغير الكتلة بسبب السرعة
Mass absorption coefficient	معامل الامتصاص الكتلي
Mean diffusion time	زمن الانتشار الوسطي
Mean generation time	زمن التوالد الوسطي
Moderation of neutrons	تهدئة النيوترونات
Moderator (temperature coefficient)	المهدىء
Molecular Weight	الوزن الجزيئي
Multiplication factor	عامل التكاثر
Nuclear reaction	التفاعل النووي
Nucleon	نوكليون
Nuclide	نوكليد
One-group method	طريقة الزمرة الوحيدة
Photoelectric effect	المفعول الفوتوني الكهربائي
Posisons	سموم
Potential scattering	الانتثار الكموني
Pressurized-water reactor	مفاعل الماء المضغوط
Pressurizer	حاوي الضغط
Prompt criticality	الخرجية الفورية
Prompt neutrons	النيوترونات الفورية
Prompt jump	قفزة فورية
Proton	البروتون
Quality factor	عامل الجودة
$\gamma$ - value	قيمة - غاما
Rad	واحدة اشعاع

Radiation	اشعاع
Radiation (shielding)	تحجيب ضد الاشعاع
Radiative Capture	الأسر الاشعاعي
Radioactivity	النشاط الاشعاعي
Range of particles	مدى الجسيمات
Reactivity	التفاعلية
Reflector	العاكس
Rem	واحدة اشعاع
Resonance	رنين
Resonance escape probability	احتمال الافلات الرنيني
Resonance integral	تكامل الرنين
Roentgen	رنتجن
Richter scale	سلم رختر
Scattering Compton	انتثار كانتون
Subcritical	تحت الحرج
Temperature coefficient	معامل الحرارة
Thermal neutrons	النيوترونات الحرارية
Uranium	يورانيوم
Wavelength	طول الموجة
Overcritical	فوق الحرج

## فهرس الكتاب

5 ..... مقدمة

### الفصل الأول :

- 1 - مكونات المفاعل النووي ..... 7
- 1 - 1 - المكونات اللازمة لديمومة التفاعل المتسلسل ..... 8
- 1 - 2 - المكونات اللازمة للتحكم بالتفاعل المتسلسل ..... 10
- 1 - 3 - التبريد والتجيب ..... 12
- 1 - 4 - مواد الوقود والمهدىء ..... 13
- 1 - 5 - مادة الوقود ..... 13
- 1 - 6 - المردود النيوتروني ..... 13
- 1 - 7 - مواد وقود المفاعلات الحالية ..... 15
- 1 - 8 - المهدىء ..... 18
- 1 - 9 - التوزع النيوتروني في قلب المفاعل ..... 19
- 1 - 10 - التوزع النيوتروني في مفاعل ذي عاكس ..... 20
- 1 - 11 - التوزع النيوتروني في مفاعلات المحطات النووية ..... 20
- 1 - 12 - التوزع النيوتروني في مادة الوقود وفي المهدىء ..... 22

### الفصل الثاني :

- 2 - تصنيف المفاعلات ..... 23
- 2 - 1 - التصنيف بالنسبة لنوع التفاعل المتسلسل ..... 23
- 2 - 2 - المفاعل الحراري ..... 23
- 2 - 3 - المفاعل السريع ..... 24
- 2 - 4 - علاقة المردود النيوتروني بالطاقة ..... 25



- 26 ..... 2 - 5 - التصنيف بالنسبة لتوزيع مادة الوقود
- 26 ..... 2 - 6 - المفاعل المتجانس
- 26 ..... 2 - 7 - المفاعل غير المتجانس
- 27 ..... 2 - 8 - التصنيف وفق الاستخدام
- 28 ..... 2 - 9 - الاندماج النووي
- 28 ..... 2 - 10 - التيار بوساطة طريقة مباشرة

### الفصل الثالث :

- 31 ..... 3 - أنواع مفاعلات المحطات النووية
- 31 ..... 3 - 1 - مفاعل الغرافيت المبرد بالغاز
- 32 ..... 3 - 2 - مفاعلات الغرافيت المتقدمة
- 33 ..... 3 - 3 - مفاعل الحرارة العالية
- 35 ..... 3 - 4 - مفاعل الماء الخفيف
- 35 ..... 3 - 5 - مفاعل الماء المضغوط
- 37 ..... 3 - 6 - مفاعل الماء المغلي
- 39 ..... 3 - 7 - مفاعل الماء الثقيل
- 39 ..... 3 - 8 - مفاعل التوالد السريع

### الفصل الرابع :

- 43 ..... 4 - التفاعل المتسلسل
- 43 ..... 4 - 1 - وصف التفاعل المتسلسل
- 44 ..... 4 - 2 - عامل التكاثف
- 46 ..... 4 - 3 - التفاعلية

### الفصل الخامس :

- 49 ..... 5 - المعاملات الستة في عامل التكاثف
- 49 ..... 5 - 1 - مردود النيوترونات
- 51 ..... 5 - 2 - المردود النيوتروني لليورانيوم
- 51 ..... 5 - 3 - معامل الانشطار السريع
- 53 ..... 5 - 4 - معامل البقاء السريع

## الفصل السادس :

- 6 - معاملات عامل التكاثرات الستة ..... 57  
6 - 1 - الانتفاع من الاكتباح ..... 57  
6 - 2 - معامل البقاء الحراري ..... 59  
6 - 3 - الانتفاع الحراري ..... 61

## الفصل السابع :

- 7 - مناقشة حول الدورة النيوترونية ..... 65  
7 - 1 - صيغة المعاملات الستة ..... 65  
7 - 2 - عامل التكاثرات اللامتناهي ..... 67  
7 - 3 - تأثير نسبة الماء الى اليورانيوم ..... 68  
7 - 4 - الكتلة الحرجة ..... 70

## الفصل الثامن :

- 8 - الموازنة النيوترونية ..... 73  
8 - 1 - معادلة الموازنة النيوترونية ..... 73  
8 - 2 - معدل التفاعل ..... 74  
8 - 3 - معدل الناتج ..... 75  
8 - 4 - معدل الامتصاص ..... 76  
8 - 5 - معدل الفقد ..... 77  
8 - 6 - معدل الدمار ..... 78  
8 - 7 - معادلة الموازنة ..... 79

## الفصل التاسع :

- 9 - مقادير التحريك الأساسية ..... 81  
9 - 1 - فترة الحياة ..... 81  
9 - 2 - زمن التوالد ..... 82  
9 - 3 - عامل التكاثرات ..... 83  
9 - 4 - التفاعلية ..... 84  
9 - 5 - وصف لحالة المفاعل ..... 84  
9 - 6 - معادلة الموازنة التحريكية ..... 87

## الفصل العاشر :

- 89 ..... 10 - تصرف المفاعل في مجال المنبع
- 89 ..... 10 - 1 - المفاعل المستقر دون الأخذ بعين الاعتبار المنبع
- 90 ..... 10 - 2 - المفاعل المستقر ذو المنبع النيوتروني
- 91 ..... 10 - 3 - التكاثر تحت الحرج
- 93 ..... 10 - 4 - الاختبار الحرج
- 94 ..... 10 - 5 - معنى المنبع النيوتروني
- 96 ..... 10 - 6 - اقلاع المفاعل

## الفصل الحادي عشر :

- 99 ..... 11 - 1 - معادلة الموازنة النيوترونية لدى اعتبار النيوترونات المتأخرة
- 99 ..... 11 - 1 - 1 - مصدر النيوترونات المتأخرة
- 101 ..... 11 - 2 - انتاج النيوترونات الفورية والمتأخرة
- 102 ..... 11 - 3 - انتاج النيوترونات الفورية والسوابق
- 102 ..... 11 - 4 - تفكك السوابق
- 11 - 5 - معادلة الموازنة مع الأخذ بعين الاعتبار النيوترونات المتأخرة والمنبع
- 103 ..... 11 - 6 - مناقشة معادلة الموازنة
- 104 ..... 11 - 7 - التصرف الزمني دون اعتبار النيوترونات المتأخرة
- 105 ..... 11 - 8 - تأثير النيوترونات المتأخرة

## الفصل الثاني عشر :

- 109 ..... 12 - 1 - التزايد النيوتروني في مجال الاقلاع
- 109 ..... 12 - 1 - 1 - عدد النيوترونات واستطاعة المفاعل
- 110 ..... 12 - 2 - زمن التضاعف
- 110 ..... 12 - 3 - تحديد زمن التضاعف
- 112 ..... 12 - 4 - عامل التزايد
- 115 ..... 12 - 5 - تطبيق في عامل التزايد

### الفصل الثالث عشر :

- 13 - دور المفاعل ..... 117  
13 - 1 - دور المفاعل الآني ..... 117  
13 - 2 - الدور المستقر للمفاعل ..... 118  
13 - 3 - الدور العابر للمفاعل ..... 120

### الفصل الرابع عشر :

- 14 - تصرف المفاعل في مجال الاقلاع ..... 125  
14 - 1 - اقلاع المفاعل عند حالته الحرجة ..... 125  
14 - 2 - تغير عدد النيوترونات ..... 127  
14 - 3 - التغير البطيء في التفاعلية ..... 128  
14 - 4 - التغير التدريجي في التفاعلية ..... 129  
14 - 5 - التوقف السريع للمفاعل ..... 131

### ملحق / 1 /

- معادلة معكوس الساعة ..... 135 - 150

### ملحق / 2 /

- التحكم بالمفاعلات النووية ..... 151 - 171

### ملحق / 3 /

- مكونات المفاعلات النووية ..... 172 - 189

- المراجع العلمية ..... 191  
المصطلحات العلمية ..... 193  
الفهرس ..... 203

هــسـا ابرهـم اللـمـيـي

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

يَا مَعْشَرَ الْجِنِّ وَالْإِنسِ إِنِ اسْتَطَعْتُمْ أَنْ  
تَنْفُذُوا مِنْ أَقْطَارِ السَّمَوَاتِ وَالْأَرْضِ فَانْفُذُوا  
لَا تَنْفُذُونَ إِلَّا بِسُلْطَانٍ  
صَدَقَ اللَّهُ الْعَظِيمَ

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة

مكتبتي الخاصة

على موقع ارشيف الانترنت

الرابط

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)



- الدكتور المهندس مطاوع الأشهب
- أستاذ الهندسة الكهربائية بجامعة دمشق
- حاز على درجة الإجازة في العلوم من جامعة السوربون في باريس عام 1952
- حاز على دبلوم في الإليكتروتكنيك وعلى درجة الدكتوراة في العلوم التقنية من معهد البوليتكنيك في زوريخ عام 1960
- حاز على درجة الدكتوراة في الرياضيات من جامعة زوريخ عام 1964
- عمل في أبحاث المفاعل النووي السويسري في فيرنلنغن
- عمل كباحث في مركز البحوث النووية في كارلزرروهيه في ألمانيا
- قام بعدة زيارات علمية إلى كل من الولايات المتحدة - والسويد في مجال اختصاصاته النووية
- ألف كتاب هندسة التحكم الآلي لصالح جامعة دمشق وله حوالي عشر مقالات علمية منشورة في مجال الطاقة النووية
- من مواليد عام 1924 في القرية - الجمهورية العربية السورية .

متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة

مكتبتي الخاصة

على موقع أرشيف الانترنت

الرابط

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)



هنا يوسف (الموسى)



متاح للتحميل ضمن مجموعة كبيرة من المطبوعات من صفحة

مكتبتي الخاصة

على موقع ارشيف الانترنت

الرابط

[https://archive.org/details/@hassan\\_ibrahem](https://archive.org/details/@hassan_ibrahem)

السعر US \$ 12 أو ما يعادلها